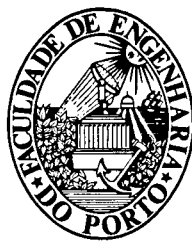

FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA E GESTÃO INDUSTRIAL

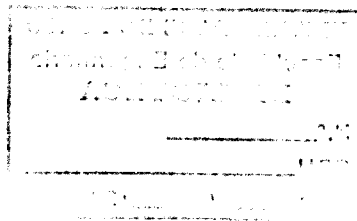


**ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM EXPANSÕES SÚBITAS
AXISSIMÉTRICAS**

Por
Américo de Sá Pereira

Porto
2000

ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM EXPANSÕES SÚBITAS AXISSIMÉTRICAS



Por
Américo de Sá Pereira

Dissertação para Doutoramento em
Ciências de Engenharia

Porto
Março-2000

621(043)/PERa/ESC

UNIVERSIDADE DO PORTO
Faculdade de Engenharia
BIBLIOTECA
N.º <u>51692</u>
CDU <u>621(043)</u>
<u>17</u> / <u>11</u> / <u>20 00</u>

À minha família

AGRADECIMENTOS

A execução deste trabalho deveu-se, em boa parte, à colaboração de várias pessoas e entidades cujo auxílio o autor gostaria em primeiro lugar de manifestar o seu profundo reconhecimento e deseja sinceramente agradecer:

ao Professor Doutor Fernando Tavares Pinho, que desenvolveu um excelente trabalho na orientação desta dissertação, pela disponibilidade sempre demonstrada durante a elaboração da mesma, pelo modo eficiente das suas sugestões e críticas de grande qualidade científica e pedagógica, e ao seu precioso tempo que me dedicou durante a correcção desta tese;

ao Professor Doutor Carlos Pinho pela disponibilidade demonstrada em todas as solicitações que muito contribuíram para a boa execução do trabalho realizado;

ao colega Mestre Paulo Coelho pela sua ajuda preciosa e pela sua palavra amiga e sempre disponível nos momentos difíceis;

ao programa PRODEP, no âmbito da Acção 5.2 concurso 4/95 nº 186.007/95, à JNICT, através do contrato PBIC/2427/95 pelo financiamento das minhas propinas e da contratação de um professor para a minha substituição das aulas;

ao Fundo Stichting da Schlumberger Dowell pelo apoio financeiro concedido ao meu trabalho;

a disponibilidade de espaço e as facilidades providenciadas pelo INEGI-Instituto de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial;

a autorização do Professor M. P. Escudier e Mr. Ian Gouldson em reproduzir os dados na figura (3.19), obtidos em Liverpool;

à minha família, pelo modo como me incentivaram a ultrapassar as dificuldades que este trabalho exigiu, o meu muito obrigado.

SUMÁRIO

O objectivo da presente tese foi a investigação da influência das propriedades dos fluidos não-Newtonianos nas camadas de mistura em escoamento turbulento em duas expansões súbitas axissimétricas ($RE = 1,538$ e $RE = 2$). Medições detalhadas dos campos do escoamento médio e turbulento a jusante das expansões foram efectuadas para um fluido Newtoniano e os resultados comparados com os de fluidos viscoelásticos não-Newtonianos de goma de xantano e de CMC e suspensões viscoplásticas de laponite, sendo as condições de entrada as de escoamento plenamente desenvolvido.

Antes das medições nas expansões, efectuou-se uma investigação detalhada do comportamento reológico das soluções viscoelásticas e das suspensões viscoplásticas. Todos estes fluidos são pseudoplásticos e elásticos, com as suspensões de laponite menos elásticas que todas as soluções de tylose, CMC e goma de xantano, no que diz respeito ao comportamento em escoamentos de corte. As suspensões aquosas de laponite apresentaram ainda tensão de cedência a qual aumenta com a concentração.

Como não é possível prever o comportamento hidrodinâmico de um fluido em escoamentos em regime turbulento, com base exclusivamente em dados reológicos convencionais, foi necessário complementar esses dados com resultados de medições da queda de pressão em função da velocidade média no escoamento turbulento numa conduta de secção constante, os quais provaram existir redução de arrasto com as implicações de carácter reológico que daí advém.

A análise dos resultados nas expansões súbitas permitem relacionar o comprimento de recirculação com as tensões normais de Reynolds na camada de mistura e em especial com o desenvolvimento da sua componente radial. Um aumento de 30% na razão de expansão conduziu a um aumento de cerca de 5% e 28% no comprimento de recirculação das soluções de 0,2% CMC e de 0,2% de goma de xantano, respectivamente, enquanto que para a suspensão de 1% laponite a evolução foi semelhante à do escoamento de água. Em todos os casos estudados verificou-se que a energia cinética turbulenta máxima ocorre na região exterior da zona de colagem. A adição de CMC à água faz aumentar de um modo crescente a intensidade máxima de todas as componentes das tensões normais de Reynolds, variação que se verificou ser independente do número de Reynolds, mas não da razão de expansão e este comportamento foi contrário ao observado com as soluções de goma de xantano. As suspensões aquosas tixotrópicas não-Newtonianas de laponite comportaram-se como fluidos Newtonianos.

ABSTRACT

The objective of the present thesis was to carry out a detailed hydrodynamic investigation of the flow downstream of two axisymmetric sudden expansions ($RE = 1,538$ e $RE = 2$) with shear-thinning non-Newtonian fluids. Detailed laser velocimeter measurements of the mean and turbulent flow field downstream of the expansions were carried out for a Newtonian fluid and the results compared with viscoelastic non-Newtonian fluids based on CMC and xanthan gum and viscoplastic suspensions of laponite, for fully-developed inlet flow conditions.

Prior to the expansion flow study of the rheological behaviour of the viscoelastic solutions and viscoplastic suspensions was carried out. All the fluids are shear-thinning and exhibited some elasticity, but the suspensions of laponite were less elastic than the tylose, CMC and xanthan gum solutions. The yield stress of the laponite aqueous suspensions increased with the additive concentration.

Since presently there is still no theory for predicting the hydrodynamic characteristics of turbulent flows of viscoelastic fluids, from knowledge of rheological data, it was necessary to investigate the turbulent pipe flow in terms of pressure drop versus flowrate relations. These measurements showed that those fluids exhibited drag reduction with the obvious implications as far as the rheological properties are concerned.

The results of the both sudden expansion measurements showed that the recirculation length is related with the normal Reynolds stress fields in the shear layer and especially with the development of its radial component. An increase of 30% in the expansion ratio was responsible for increases of around 5% and 28% in the reattachment length of the 0,2% CMC and the 0,2% xanthan gum solution flows, respectively, whereas the suspension of 1% laponite behaved almost as the water flows. In all cases the maximum turbulent kinetic energy occurred in the outer region of the reattaching flow zone. The addition of CMC to water increased the maximum intensity of all the normal Reynolds stresses, a variation which was independent of the Reynolds number but not of the expansion ratio and this behaviour was opposite to that of the xanthan gum solutions. In the sudden expansion, the thixotropic laponite suspensions behaved as Newtonian fluids .

RÉSUMÉ

L'objectif du travail suivant a été la recherche de l'influence des propriétés des fluides non-Newtoniens dans les couches de mélange dans l'écoulement turbulent de deux expansions subites ($RE = 1,538$ e $RE = 2$). On a effectué des mesures détaillées des champs de vitesse moyenne et turbulent en aval des expansions avec un fluide Newtonien et les résultats ont été comparés à ceux des fluides viscoélastiques non-Newtoniens de gomme de xanthine et de CMC, et des suspensions viscoplastiques de laponite, les conditions de l'entrée de l'écoulement étant pleinement développées.

Avant de mesurer les expansions, on a effectué une investigation détaillée du comportement rhéologique des solutions viscoélastiques et des suspensions viscoplastiques. Tous ces fluides sont pseudoplastiques et élastiques, avec des suspensions de laponite moins élastiques que toutes les solutions de tylose, CMC et gomme de xanthine, en ce qui concerne le comportement en l'écoulement de cisaillement. Les suspensions aqueuses de laponite ont présenté une tension cédante qui augmente avec la concentration.

Comme il n'est pas possible prévoir le comportement hydrodynamique d'un fluide dans l'écoulement dans une conduite en régime turbulent, ayant comme base exclusivement des résultats rhéologiques conventionnels, il s'est révélé nécessaire de compléter ces données, avec des résultats de mesures de la différence de la pression en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement turbulent dans une conduite de section circulaire constante. Ces mesures ont prouvé l'existence d'une réduction de la traînée pour tous les fluides essayés, avec toutes les implications de caractère rhéologique qui en adviennent.

L'analyse des résultats dans les deux expansions subites a permis de relier la longueur de recirculation avec les tensions normales de Reynolds dans la couche de mélange et spécialement avec le développement de sa composante radiale. Une augmentation de 30% de la raison de l'expansion conduit à une augmentation d'environ 5% et 28% dans la longueur de recirculation des solutions de 0,2% CMC et de 0,2% de gomme de xanthine respectivement, alors que pour la suspension de 1% laponite l'évolution a été semblable à celle de l'écoulement de l'eau. Dans tous les cas étudiés on a vérifié que l'énergie cinétique turbulente maximale se situe dans la région extérieure de la zone de contact. L'addition de CMC à l'eau fait augmenter d'une façon croissante l'intensité maximale de tous les composants des tensions normales de Reynolds, variation qu'on a vérifiée être indépendante du nombre de Reynolds, mais pas de la raison de l'expansion. Ce comportement s'est révélé l'inverse de celui observé avec les solutions de gomme de xanthine. Les suspensions aqueuses thixotropiques de laponite présentaient un comportement pareil à ces de fluides Newtoniens.

ÍNDICE GERAL

Índice Geral	página xiii
Lista de Figuras	xvii
Lista de Tabelas	xxvii
Nomenclatura	xxxiii
 CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO	
1.1- CONSIDERAÇÕES GERAIS	3
1.2- OBJECTIVOS	5
1.3- REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
1.3.1-FLUIDOS NEWTONIANOS	7
1.3.1.1- Jactos livres	9
1.3.1.2- Escoamentos a jusante de um degrau plano	9
1.3.1.3- Expansão súbita plana	10
1.3.1.4- Expansão súbita axissimétrica	11
1.3.2- FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS	12
1.3.2.1- Jactos livres	12
1.3.2.2- Expansão súbita axissimétrica	12
1.3.2.3- Outros escoamentos com separação com fluidos não-Newtonianos	14
1.4- CONCLUSÕES	14
 CAPÍTULO 2: -METODOLOGIA EXPERIMENTAL	
2.1-INTRODUÇÃO	43
2.2- REOLOGIA DOS FLUIDOS	43
2.2.1- VISCOSIDADE DE CORTE (VISCOMÉTRICA)	43
2.2.2- ENSAIO DE FLUÊNCIA	44
2.2.3- ENSAIO OSCILATÓRIO	45
2.3- INSTALAÇÃO HIDRODINÂMICA	46
2.3.1- DESCRIÇÃO GERAL DA INSTALAÇÃO HIDRODINÂMICA	46
2.3.2- DESCRIÇÃO DETALHADA DAS SECÇÕES DE TRABALHO	48
2.4- MEDIÇÃO DA VARIAÇÃO DE PRESSÃO	51
2.5- CARACTERÍSTICAS DO ANEMÓMETRO LASER-DOPPLER	52

2.6- ANÁLISE DE INCERTEZAS	55
2.6.1-CONSIDERAÇÕES GERAIS	55
2.6.2- MEDIÇÃO DA VISCOSIDADE	60
2.6.3 -MEDIÇÃO DA VARIAÇÃO DE PRESSÃO	64
2.6.4-MEDIÇÕES DAS VELOCIDADES MÉDIA E TURBULENTA	67
2.6.4.1- Anemómetro laser-Doppler	67
2.6.4.2- Incerteza posicional do anemómetro laser-Doppler	69
2.7- CONCLUSÕES	70

CAPÍTULO 3: CARACTERIZAÇÃO E SELECÇÃO DE FLUIDOS

3.1-INTRODUÇÃO	73
3.2-ESCOLHA DOS FLUIDOS	74
3.3-PREPARAÇÃO DAS SOLUÇÕES	77
3.4-DEGRADAÇÃO MECÂNICA	79
3.5-VISCOSIDADE VISCOMÉTRICA DAS SOLUÇÕES POLIMÉRICAS	81
3.6-VISCOSIDADE VISCOMÉTRICA DOS FLUIDOS VISCOPLÁSTICOS	90
3.7-ENSAIOS DE FLUÊNCIA	94
3.8-ENSAIO OSCILATÓRIO	96
3.9-MEDIÇÕES DA TENSÃO DE CEDÊNCIA	99
3.9.1-MÉTODOS DIRECTOS	101
3.9.1.1-Ensaio de fluência	101
3.9.1.2-Ensaio do aumento de tensão	102
3.9.2-MÉTODOS INDIRECTOS	105
3.9.2.1-Extrapolação directa dos dados experimentais	105
3.9.2.2-Extrapolação por via de modelos reológicos	107
3.10- CONCLUSÕES	108

CAPÍTULO 4.-CARACTERÍSTICAS INTEGRAIS DE UM ESCOAMENTO NUMA CONDUTA

4.1-INTRODUÇÃO	111
4.2- CONSIDERAÇÕES GERAIS	111
4.3- CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS DO ESCOAMENTO	113
4.4-REGIMES LAMINAR E DE TRANSIÇÃO	116
4.5-REGIME TURBULENTO	118

4.6-DESACOPLAMENTO DAS REDUÇÕES DE ARRASTO VISCOSO E ELÁSTICO	125
4.7- CONCLUSÕES	129
CAPÍTULO 5- ESCOAMENTO EM EXPANSÕES SÚBITAS AXISSIMÉTRICAS	
5.1- INTRODUÇÃO	133
5.2.- DEFINIÇÃO DO NÚMERO DE REYNOLDS DO ESCOAMENTO	133
5.3- CONDIÇÕES DE ENTRADA	134
5.3.1- FLUIDOS NEWTONIANOS	136
5.3.2- FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS	141
5.3.2.1-Goma de xantano	141
5.3.2.2-CMC	146
5.3.2.3-Laponite	151
5.4-ESCOAMENTO MÉDIO - Goma de xantano	154
5.4.1-COMPRIMENTO DE RECIRCULAÇÃO	154
5.4.2-VELOCIDADE MÉDIA	157
5.4.3-ESPESSURA DOS VÓRTICES DA CAMADA DE MISTURA	163
5.4.4- VARIAÇÃO DE PRESSÃO	169
5.5-ESCOAMENTO TURBULENTO - Goma xantano	178
5.6-ESCOAMENTO MÉDIO - CMC	190
5.6.1- COMPRIMENTO DE RECIRCULAÇÃO E VELOCIDADE MÉDIA	190
5.7- ESCOAMENTO TURBULENTO -CMC	193
5.8- EFEITO DA RAZÃO DE EXPANSÃO NO ESCOAMENTO MÉDIO	201
5.9- EFEITO DA RAZÃO DE EXPANSÃO NO ESCOAMENTO TURBULENTO	201
5.10- ESCOAMENTO MÉDIO E TURBULENTO- Laponite	203
5.11- CONCLUSÕES	209
CAPÍTULO 6- FECHO	
6.1- INTRODUÇÃO	215
6.2- CONCLUSÕES	215
6.3- SUGESTÕES PARA TRABALHO FUTURO	219
REFERÊNCIAS	
REFERÊNCIAS	223

APÊNDICES

APÊNDICE A	A.1-A.8
APÊNDICE B	B.1-B.49
APÊNDICE C	C.1-C.16
APÊNDICE D	D.1-D.28
APÊNDICE E	E.1-E.28
APÊNDICE F	F.1-F.16

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO	página
Figura 1.1- Localização das várias zonas de um escoamento com recirculação a jusante de uma expansão.	8
 CAPÍTULO 2: METODOLOGIA EXPERIMENTAL	
Figura 2.1- Fotografia do reómetro com o sistema de medida de cilindros de duplos concêntricos.	44
Figura 2.2- Resposta em deformação no teste de fluência segundo Bird et al (1987).	45
Figura 2.3- Esquema de um ensaio oscilatório.	46
Figura 2.4- Representação esquemática da instalação experimental.	48
Figura 2.5 Representação esquemática das secções de teste, suas dimensões e sistemas de coordenadas.	50
Figura 2.6- Esquema do calibrador dos transdutores de pressão.	52
Figura 2.7- Esquema do velocímetro laser-Doppler	53
 CAPÍTULO 3: CARACTERIZAÇÃO E SELECÇÃO DE FLUIDOS	
Figura 3.1- Variação da viscosidade viscométrica com o pH para a solução de 2% CMC (Hoechst, 1981) a uma taxa de deformação de 200 s^{-1} .	76
Figura 3.2- Viscosidade viscométrica para a solução de 0,2% CMC com diferentes biocidas.	78
Figura 3.3- Redução da viscosidade viscométrica com o tempo de escoamento das soluções de 0,6% tylose, 0,4% CMC e 0,25% XG.	80
Figura 3.4- Viscosidade viscométrica das soluções de 0,1 a 0,6% tylose ajustada com o modelo de Carreau-Yasuda.	81
Figura 3.5- Viscosidade viscométrica das soluções de 0,1 a 0,4% CMC ajustada com o modelo de Carreau-Yasuda.	82
Figura 3.6- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,2% CMC com o tempo.	83
Figura 3.7- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,5% tylose com o tempo.	83
Figura 3.8- Viscosidade viscométrica das soluções de 0,05 a 0,25% XG ajustada com o modelo de Sisco.	86

Figura 3.9- Aumento da viscosidade provocado pelo movimento secundário celular para a solução de 0,05% XG para altas taxas de deformação, designada instabilidade de Taylor.	87
Figura 3.10- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,25% XG com o tempo.	88
Figura 3.11-a- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,6% tylose com a temperatura.	88
Figura 3.11-b- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,4% CMC com a temperatura.	89
Figura 3.11-c- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,25% XG com a temperatura.	89
Figura 3.12- Evolução no tempo da viscosidade viscométrica da suspensão aquosa de 1,5% laponite (Procedimento de teste em equilíbrio de Alderman).	90
Figura 3.13- Ajustamento pelo modelo de Casson à viscosidade viscométrica das suspensões de laponite e solução da mistura laponite/CMC na situação de equilíbrio.	91
Figura 3.14- Ajustamento pelo modelo de Herschel-Bulkley à viscosidade viscométrica das suspensões de laponite e solução da mistura laponite/CMC na situação de equilíbrio	92
Figura 3.15- Ensaio de fluência. Resposta à tensão aplicada a um fluido viscoelástico.	94
Figura 3.16- Ensaio de fluência. Resposta da tensão aplicada de 0,6 Pa à solução de 0,6% tylose.	95
Figura 3.17- Razão deformação elástica/deformação viscosa máxima das soluções de 0,6% tylose, 0,4% CMC e 0,25% XG.	96
Figura 3.18- Módulos de rigidez viscosa (G'') e de elasticidade (G') das soluções de 0,1 e 0,2% XG e 0,2% CMC em ensaios oscilatórios. Teste com amplitude de oscilação constante e igual a 0,2.	97
Figura 3.19- Módulos de rigidez viscosa (G'') e de elasticidade (G') das soluções de 0,25% XG em função da frequência. Ensaio comparativos com os efectuados na Universidade de Liverpool.	98
Figura 3.20-Variação com o tempo da deformação num teste de fluência para a medição da tensão de cedência numa suspensão de 1% laponite.	101
Figura 3.21- Resposta em tensão num ensaio de aumento de tensão.	103

- Figura 3.22- Resposta em tensão, com valor máximo de tensão num ensaio de aumento de tensão das suspensões de 1 e 1,5% laponite e da solução de 0,5/0,07% ap/CMC. 104
- Figura 3.23- Efeito do grau polinomial no ajuste directo da tensão de corte para a suspensão de 1% laponite em coordenadas lineares. 106
- Figura 3.24- Efeito do grau polinomial no ajuste directo da tensão de corte para a suspensão de 1% laponite em coordenadas logarítmicas. 106

CAPÍTULO 4: CARACTERÍSTICAS INTEGRAIS DO ESCOAMENTO

- Figura 4.1- Factor de atrito de Darcy em função do número de Reynolds na parede para diferentes valores do índice n da lei de potência. 115
- Figura 4.2- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds generalizado para as soluções de 0,1 a 0,6% tylose. 117
- Figura 4.3- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds generalizado para as soluções de 0,1 a 0,4% CMC. 117
- Figura 4.4- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds generalizado para as soluções de 0,05 a 0,25% XG. 118
- Figura 4.5- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para a água e soluções de 0,1 a 0,6% tylose. 119
- Figura 4.6- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para a água e soluções de 0,1 a 0,4% CMC. 121
- Figura 4.7- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para a água e soluções de 0,05 a 0,25% XG. 122
- Figura 4.8- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para a água, suspensões de 1 e 1,5% laponite, solução de 0,5/0,07% lap/CMC e solução de 0,07% CMC. 124
- Figura 4.9- Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as soluções de 0,1 a 0,6% tylose. 125
- Figura 4.10- Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as soluções de 0,1 a 0,4% CMC. 126
- Figura 4.11- Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as soluções de 0,05 a 0,25% XG. 126

- Figura 4.12- Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as suspensões de 1 e 1,5% laponite e solução de 0,5/0,07% lap/CMC. 127
- Figura 4.13- Curvas para o início da redução de arrasto. 128

CAPÍTULO 5- ESCOAMENTO EM EXPANSÕES SÚBITAS

- Figura 5.1- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE=1,538$). 136
- Figura 5.2- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE=2$). 137
- Figura 5.3- Perfis da velocidade média local na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante em coordenadas de parede para fluidos Newtonianos; ($RE=2$). 137
- Figura 5.4-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE = 1,538$). 138
- Figura 5.4-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE=1,538$). 139
- Figura 5.4-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE=1,538$). 139
- Figura 5.5-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE=2$). 140
- Figura 5.5-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE=2$). 140
- Figura 5.5-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para fluidos Newtonianos; ($RE=2$). 141

- Figura 5.6- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 1,538$). 142
- Figura 5.7- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 2$). 142
- Figura 5.8-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE=1,538$). 143
- Figura 5.8-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE=1,538$). 144
- Figura 5.8-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE=1,538$). 144
- Figura 5.9-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE=2$). 145
- Figura 5.9-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE=2$). 145
- Figura 5.9-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE=2$). 146
- Figura 5.10- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 1,538$). 147
- Figura 5.11 - Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 2$). 147
- Figura 5.12-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE=1,538$). 148

- Figura 5.12-b-Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE=1,538$). 149
- Figura 5.12-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE=1,538$). 149
- Figura 5.13-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE=2$). 150
- Figura 5.13-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE=2$). 150
- Figura 5.13-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE=2$). 151
- Figura 5.14- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a suspensão de 1% laponite; ($RE = 1,538$). 152
- Figura 5.15-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a suspensão de 1% laponite; ($RE=1,538$). 153
- Figura 5.15-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a suspensão de 1% laponite; ($RE=1,538$). 153
- Figura 5.15-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante para a água e para a suspensão 1% laponite; ($RE=1,538$). 154
- Figura 5.16- Comparação dos comprimentos de recirculação normalizados de fluidos Newtonianos do presente trabalho com os obtidos por outros autores. 155
- Figura 5.17- Comparação dos comprimentos de recirculação normalizados de fluidos não-Newtonianos do presente trabalho com os obtidos por outros autores. 156
- Figura 5.18-a- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo para a água e para a solução de 0,1% XG; ($RE = 1,538$). 159

Figura 5.18-b- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo para a água e para a solução de 0,1% XG; ($RE = 2$).	160
Figura 5.19-a- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo para a água e para a solução de 0,2% XG; ($RE = 1,538$).	161
Figura 5.19-b- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo para a água e para a solução de 0,2% XG; ($RE = 2$).	162
Figura 5.20- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% XG a $Re_w = 27.100$; ($RE = 1,538$).	163
Figura 5.21- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% XG a $Re_w = 27.050$; ($RE = 2$).	164
Figura 5.22- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% CMC a $Re_w = 29.000$; ($RE = 1,538$).	164
Figura 5.23- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% CMC a $Re_w = 29.000$; ($RE = 2$).	165
Figura 5.24- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 1% laponite a $Re_w = 31.400$; ($RE = 1,538$).	165
Figura 5.25- Variação longitudinal da espessura dos vórtices para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 1,538$).	166
Figura 5.26- Variação longitudinal da espessura dos vórtices para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 2$).	167
Figura 5.27- Variação longitudinal da espessura dos vórtices para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 1,538$).	167
Figura 5.28- Variação longitudinal da espessura dos vórtices para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 2$).	168
Figura 5.29- Variação longitudinal da espessura dos vórtices para a água e para a suspensão de 1% laponite; ($RE = 1,538$).	168
Figura 5.30- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 1,538$).	170
Figura 5.31- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 2$).	171
Figura 5.32- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 1,538$).	172
Figura 5.33- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 2$).	175

Figura 5.34- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para a solução de 0,4% tylose; ($RE= 1,538$).	175
Figura 5.35- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para a solução de 0,4% tylose; ($RE= 2$).	176
Figura 5.36- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para a suspensão de 1% laponite; ($RE=1,538$).	176
Figura 5.37- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e para a suspensão de 1% laponite; ($RE= 2$).	177
Figura 5.38- Comparação da evolução axial da energia cinética máxima.	181
Figura 5.39- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 1,538$).	184
Figura 5.40- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 1,538$).	185
Figura 5.41- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 1,538$).	186
Figura 5.42- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 2$).	187
Figura 5.43- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 2$).	188
Figura 5.44- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,1 e 0,2% XG; ($RE = 2$).	189
Figura 5.45- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 1,538$).	191
Figura 5.46- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo para a água e para a solução de 0,2% CMC; ($RE = 2$).	192
Figura 5.47- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,2% CMC; ($RE = 1,538$).	195
Figura 5.48- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,2% CMC; ($RE = 1,538$).	196
Figura 5.49- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,2% CMC; ($RE = 1,538$).	197
Figura 5.50- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,2% CMC; ($RE = 2$).	198

Figura 5.51- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,2% CMC; ($RE = 2$).	199
Figura 5.52- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas para a água e para as soluções de 0,2% CMC; ($RE = 2$).	200
Figura 5.53- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo para a água e para a suspensão de 1% laponite; ($RE = 1,538$).	205
Figura 5.54- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas para a água e para a suspensão de 1% laponite ($RE = 1,538$).	206
Figura 5.55- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas para a água e para a suspensão de 1% laponite ($RE = 1,538$).	207
Figura 5.56- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas para a água e para a suspensão de 1% laponite ($RE = 1,538$).	208

APÊNDICE C

Figuras C.1 a C.2- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão da água.	C.3
Figuras C.3 a C.12- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das soluções de XG.	C.4 - C.7
Figuras C.13 a C.20- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das soluções de CMC.	C.8 - C.10
Figuras C.21 a C.32- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das soluções de tylose.	C.11 - C.14
Figuras C.33 a c.36- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das suspensões de laponite.	C.15 - C.16

APÊNDICE D

Figuras D.1 a D.4- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG.	D.3 - D.4
Figuras D.5 a D.28- Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG.	D.5 - D.12

Figuras D.29 a D.52- Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG. D.13 - D.20

Figuras D.53 a D.76- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG. D.21 - D.28

APÊNDICE E

Figuras E.1 a E.4- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC. E.3 - E.4

Figuras E.5 a E.28- Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC. E.5 - E.12

Figuras E.29 a E.52- Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC. E.13 - E.20

Figuras E.53 a E.76- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC. E.21 - E.28

APÊNDICE F

Figuras F.1 a F.2- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite. F.3

Figuras F.3 a F.14- Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite. F.5 - F.8

Figuras F.15 a F.26- Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite. F.9 - F.12

Figuras F.27 a F.38- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite. F.13 - F.16

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO	página
Tabela 1.1- Escoamentos de fluidos Newtonianos em jactos (Estudos experimentais).	19
Tabela 1.2- Escoamentos de fluidos Newtonianos em degraus (Estudos experimentais).	20
Tabela 1.3- Escoamentos de fluidos Newtonianos em expansões súbitas planas (Estudos experimentais).	22
Tabela 1.4- Escoamentos de fluidos Newtonianos em expansões súbitas axissimétricas (Estudos experimentais).	25
Tabela 1.5- Escoamentos de fluidos Newtonianos em difusores (Estudos experimentais).	27
Tabela 1.6- Escoamentos de fluidos Newtonianos em obstáculos (Estudos experimentais).	28
Tabela 1.7- Escoamentos de fluidos Newtonianos em expansões súbitas assimétricas (Estudos experimentais).	29
Tabela 1.8- Outros escoamentos com separação com fluidos Newtonianos (Estudos experimentais).	30
Tabela 1.9- Escoamentos de fluidos Newtonianos em degrau (Estudos numéricos).	32
Tabela 1.10- Escoamentos de fluidos Newtonianos em expansões súbitas axissimétricas (Estudos numéricos).	34
Tabela 1.11- Escoamentos Newtonianos com obstáculos (Estudos numéricos).	35
Tabela 1.12- Escoamentos de fluidos não-Newtonianos em jactos (Estudos experimentais).	36
Tabela 1.13- Escoamentos de fluidos não-Newtonianos em expansões súbitas axissimétricas (Estudos experimentais).	38
Tabela 1.14- Outros escoamentos não-Newtonianos (Estudos experimentais).	39
Tabela 1.15- Escoamentos não-Newtonianos (Estudos numéricos).	40
 CAPÍTULO 2: METODOLOGIA EXPERIMENTAL	
Tabela 2.1- Características do anemômetro laser-Doppler.	54
Tabela 2.2- Medições do binário e incertezas totais do Reômetro Physica MC 100 para as soluções aquosas de 0,4% CMC e 0,25% XG.	64

Tabela 2.3- Contribuições para a incerteza máxima da velocidade média.	68
Tabela 2.4- Contribuições para a incerteza máxima das velocidades turbulentas.	68
Tabela 2.5- Incerteza posicional máxima do anemómetro laser-Doppler.	70

CAPÍTULO 3: CARACTERIZAÇÃO E SELECÇÃO DE FLUIDOS

Tabela 3.1- Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda para soluções de tylose e CMC a 25°C.	84
Tabela 3.2- Parâmetros do modelo de Carreau simplificado ajustado para as soluções de tylose, CMC e XG a 25°C.	85
Tabela 3.3- Parâmetros do modelo de Sisco para as soluções de XG a 25°C.	86
Tabela 3.4- Parâmetros das equações de Casson e Herschel-Bulkley ajustadas para as suspensões de laponite e solução da mistura laponite/CMC, a 25°C.	93
Tabela 3.5- Tempo característico de alguns fluidos determinado no ensaio de fluência.	95
Tabela 3.6- Razão entre as componentes viscosa e elástica da viscosidade dinâmica complexa.	99
Tabela 3.7- Valores da tensão de cedência para os métodos directos.	104
Tabela 3.8- Valores da tensão de cedência obtidos por ajuste directo de polinómios aos dados experimentais.	105
Tabela.3.9- Valores da tensão de cedência para os diferentes métodos de extrapolação.	107

CAPÍTULO 4: CARACTERÍSTICAS INTEGRAIS DO ESCOAMENTO

Tabela 4.1- Número de Reynolds correspondente a uma tensão de corte na parede de 14 Pa para as soluções de tylose (início da redução de arrasto em regime turbulento).	120

CAPÍTULO 5: ESCOAMENTO EM EXPANSÕES SÚBITAS

Tabela 5.1- Principais características de todos os escoamentos investigados na expansão $RE = 1,538$.	135
Tabela 5.2- Principais características de todos os escoamentos investigados na expansão $RE = 2$.	135
Tabela 5.3- Factores de forma da quantidade de movimento dos diferentes escoamentos.	173

Tabela 5.4- Coeficientes teóricos da pressão estática.	174
Tabela 5.5- Valores máximos das tensões normais de Reynolds para todos escoamentos investigados na expansão $RE = 1,538$.	179
Tabela 5.6- Valores máximos das tensões normais de Reynolds para todos escoamentos investigados na expansão $RE = 2$.	179

APÊNDICE A

Tabela A.1- Características integrais do escoamento da água.	A.3
Tabela A.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.	A.3-A.4
Tabela A.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.	A.5
Tabela A.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose	A.6-A.7
Tabela A.5- Características integrais do escoamento das suspensões de laponite.	A.8

APÊNDICE B

Tabela B.1- Características integrais do escoamento da água.	B.3-B.6
Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.	B.7-B.22
Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.	B.23-B.32
Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.	B.33-B.45
Tabela B.5- Características integrais do escoamento das suspensões de laponite.	B.46 -B.49

NOMENCLATURA

NOMENCLATURA

a	Parâmetro do modelo reológico de Carreau-Yasuda
C_p	Coeficiente de pressão adimensionalizado calculado pela equação (5.8)
C_T	Coeficiente teórico de pressão estática calculado pela equação (5.9)
d	Diâmetro da conduta de secção circular constante ou a montante do degrau: m
D	Diâmetro da conduta de secção circular a jusante do degrau: m
$\mathbf{D}$	Tensor taxa de deformação: s^{-1}
De	Número de Deborah: λ/t_s
Dr	Redução de arrasto calculado pelas equações (4.1, 4.2 e 4.3)
Dr_e	Redução de arrasto devida à elasticidade
Dr_v	Redução de arrasto devida aos efeitos da pseudoplasticidade calculado pelas equações (4.1 e 4.4)
f	Factor de fricção de Darcy calculado pela equação (4.3)
G'	Módulo de elasticidade: Pa
G''	Módulo de viscosidade: Pa
H	Altura do degrau da expansão: m
I_r	Incerteza total do resultado
k	Energia cinética turbulenta: m^2/s^2
K	Constante do modelo reológico da lei de Potência: $Pa.s^n$
l	Distância entre as duas tomadas de pressão: m
L	Profundidade do cilindro do reómetro: m
L_t	Escala de tempo integral de Lumley
M	Binário
n	Expoente da lei de Potência e dos modelos reológicos de Carreau simplificado e Carreau-Yasuda
N	Número de valores

P_J	Somatório de todos os erros elementares de precisão de uma variável
P_r	limite do erro de precisão
P_{x_j}	Índice de precisão da amostra
r	Raio local da conduta de secção constante ou da conduta a montante do degrau: m
r	Resultado experimental
r_i	Raio exterior do cilindro interior do reómetro: m
r_o	Raio interior do cilindro exterior do reómetro: m
rms	Raiz média quadrada
R	Raio da conduta: m
$R_{0,5}$	Raio local no qual $\bar{U} = 0,5 \bar{U}_0$: m
Re	Número de Reynolds com a viscosidade calculado com o modelo de Sisco a uma taxa de deformação característica calculado pela equação (5.1)
Re'	Número de Reynolds generalizado calculado pela equação (4.5)
Re_{gen}	Número de Reynolds generalizado calculado pela equação (5.3)
Re_w	Número de Reynolds baseado na viscosidade aparente na parede = $\rho \cdot U_l \cdot d / \mu_{ap}$
RE	Razão de expansão = D/d
S_J	Somatório de todos os erros elementares sistemáticos de uma variável
S_r	Limite do erro sistemático
t	Coefficiente estatístico de distribuição
t	Tempo: s
t_s	Tempo característico do escoamento no número de Deborah: s
Ta	Número de Taylor calculado pela equação (3.5)
u	Velocidade média local axial numa conduta: m/s
u^+	Velocidade axial normalizada: = u/u_τ

u'	Velocidade turbulenta axial: m/s
$\overline{u'^2}$	Tensão normal axial de Reynolds: m^2/s^2
u_τ	Velocidade de fricção = $(\tau/\rho)^{0.5}$: m/s
$\bar{U}$	Velocidade média axial do escoamento numa conduta: m/s
$\bar{U}_o$	Velocidade média no eixo: m/s
U_I	Velocidade média axial do escoamento na conduta a montante: m/s
U^+	Velocidade máxima local na camada de mistura: m/s
U	Velocidade mínima local na camada de mistura: m/s
$\overline{u'v'}$	Tensão de corte de Reynolds: m^2/s^2
$\overline{u'w'}$	Tensão de corte de Reynolds: m^2/s^2
v'	Velocidade turbulenta radial: m/s
$\overline{v'^2}$	Tensão normal radial de Reynolds: m^2/s^2
$\overline{v'w'}$	Tensão de corte de Reynolds: m^2/s^2
$\bar{V}$	Velocidade média radial do escoamento numa conduta: m/s
x	Direcção longitudinal (eixo da conduta): m
x_R	Comprimento de recirculação: m
X_i	Variável de um resultado
$\overline{X_j}$	Média de uma variável
y	Distância à parede: m
y^+	Distância à parede normalizada: $= y \cdot u_\tau / \nu$
w'	Velocidade turbulenta tangencial: m/s
$\overline{w'^2}$	Tensão normal tangencial de Reynolds: m^2/s^2
$\bar{W}$	Velocidade média tangencial do escoamento numa conduta: m/s
We	Número de Weissenberg: $\lambda \cdot U_I / d$

SÍMBOLOS GREGOS

β	Factor de perfil de forma para o momento $= \overline{u^2} / \overline{u}^2$
δr	Variação de um resultado
δX_i	Variação das variáveis
δ_ω	Espessura dos vórtices: m
δ_{ik}	Delta de Kronecker
Δp	Variação de pressão: N/m ²
Δt	Intervalo de tempo: s
ε	r_i/r_o
ϕ_x	Erro sistemático
γ	Amplitude de deformação
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação: s ⁻¹
$\dot{\gamma}_c$	Taxa de deformação característica $\equiv \frac{U_1}{H}$: s ⁻¹
γ_e	Deformação elástica
γ_v	Deformação viscosa
γ_o	Ordenada na origem no ensaio de fluência de Bird <i>et al</i> (1987): s ⁻¹
$\dot{\gamma}_{ap}$	Taxa de deformação aparente na parede $= \frac{3n+1}{4n} \times \frac{8U_1}{d}$: s ⁻¹
γ_{xy}	Deformação no plano xy
$\dot{\gamma}_\infty$	Declive da assíntota no ensaio de fluência de Bird <i>et al</i> (1987): s ⁻¹
η	Viscosidade viscométrica: Pa.s
η_∞	Viscosidade viscométrica a elevadas taxas de deformação: Pa.s
η_o	Viscosidade viscométrica a baixas taxas de deformação: Pa.s
η_{ref}	Viscosidade viscométrica de referência do modelo reológico de Sisco: Pa.s
η'	Componente real da viscosidade dinâmica complexa: Pa.s

η''	Componente imaginária da viscosidade dinâmica complexa: Pa.s
η^*	Viscosidade dinâmica complexa : Pa.s
ι_x	Erro total
λ_{cy}	Constante de tempo que define o valor da taxa de deformação que separa as regiões de viscosidade constante e viscosidade variável do modelo reológico de Carreau Yasuda: s
λ	Tempo característico do fluido do número de Deborah e Weissenberg: s
λ_c	Tempo característico do fluido do modelo reológico de Carreau simplificado: s
λ_s	Constante de tempo que define o valor da taxa de deformação para a viscosidade de referência do modelo reológico de Sisco: s
μ	Valor médio da população
μ_{ap}	Viscosidade viscométrica aparente na parede = $K \dot{\gamma}_{ap}^{n-1}$: Pa.s
π_x	Erro de precisão
θ_i	Coefficiente de sensibilidade absoluta
ρ	Massa específica de um fluido: kg/m ³
ρ_{ik}, ρ_{ki}	Coefficiente de correlação do erro sistemático
σ	Razão entre os diâmetros da expansão súbita axissimétrica = $(d/D)^2$
σ_p	Desvio padrão da população
$\sigma_{A(x)}$	Índice de precisão da amostra
$\sigma_{A(\overline{X_J})}$	Índice de precisão da média da amostra
$\sigma_{p(\overline{X_J})}$	Média do desvio padrão da população
τ	Tensão de corte: Pa
τ_c	Tensão de cedência do método directo de fluência: Pa
τ_0	Limite para que tende a razão γ_0/γ_∞ no ensaio de fluência de Bird <i>et al</i> (1987)
τ_{cas}	Tensão de cedência do modelo reológico de Casson: Pa

τ_{HB}	Tensão de cedência modelo reológico de Herschel-Bulkley: Pa
τ_p	Tensão de cedência do método indirecto polinomial: Pa
τ_s	Tensão de cedência do método directo de aumento de tensão: Pa
τ_w	Tensão de corte na parede = $\frac{d \cdot \Delta p}{4l}$: (Pa)
ν	Viscosidade cinemática: m ² /s
ω	Velocidade de rotação: s ⁻¹

SUBSCRITOS

<i>1</i>	Refere-se à conduta a montante
<i>2</i>	Refere-se à conduta a jusante
<i>e</i>	Efeito elástico
<i>c</i>	Refere-se a um valor característico
<i>máx</i>	Refere-se a valor máximo
<i>N</i>	Fluido Newtoniano
<i>v</i>	Efeito viscoso

CAPÍTULO 1: -INTRODUÇÃO

1.1- CONSIDERAÇÕES GERAIS

O conhecimento das relações de natureza hidrodinâmica é cada vez mais importante no projecto de sistemas e racionalização das necessidades energéticas. Os fluidos não-Newtonianos têm utilização muito específica nas indústrias de processamento de tintas, petróleo e gás natural, alimentar, pasta de papel, plásticos, tratamento de efluentes urbanos e industriais entre outras, sendo aí relevantes em situações tão diferentes como perfuração de poços, transporte de petróleo em oleodutos, permutadores de calor, reactores químicos sem e com agitação mecânica ou processos de extrusão (entre outros). Em qualquer dos processos é importante o conhecimento detalhado da dinâmica dos fluidos, das características dos sistemas impulsionadores, e das relações entre as características do escoamento e dos fluidos, por forma a minimizar custos de capital e a operar com um máximo de eficiência. Nos processos industriais os escoamentos são frequentemente em regime turbulento e os fluidos sintéticos, apresentando características não-Newtonianas, sendo portanto importante o estudo de escoamentos desses fluidos em regime turbulento. Podemos ter aqui os escoamentos turbulentos dominados por efeitos de parede e os escoamentos do tipo livre. Neste segundo grupo podemos enquadrar (de alguma maneira) os escoamentos separados que são também frequentes em equipamentos e processos de engenharia pois resultam em aumentos das taxas de transferência de calor e massa, apesar de algumas desvantagens como um aumento das quedas de pressão.

As elevadas viscosidades de alguns fluidos não-Newtonianos impõem limitações à transferência de calor em permutadores, que pode ser aumentada por recurso a condutas de secção arbitrária, Lawal e Mujumdar (1984), ou através da promoção de turbulência mediante a colocação de perturbações no escoamento, Holman (1981). Por outro lado, alguns fluidos não-Newtonianos, e em especial as soluções pouco concentradas de um qualquer aditivo, apresentam uma baixa viscosidade e o regime turbulento ocorre sem grande dificuldade. Neste caso, e na presença de elasticidade, observa-se a redução simultânea dos coeficientes de transferência de calor e de fricção, Gupta *et al* (1967), Matthys (1991) e Shenoy (1987). Trata-se de uma situação que pode apresentar vantagens consoante as circunstâncias e objectivos, e por isso é clara a necessidade de as estudar detalhadamente. Por exemplo, num sistema de aquecimento/arrefecimento distribuído é importante minimizar as perdas de carga e de energia nas condutas de transporte, mas possuir elevados coeficientes de transferência de calor nos

locais onde é feito o aquecimento/arrefecimento. Certos tipos de fluidos não-Newtonianos estão particularmente vocacionados para estes efeitos.

A complexidade e a tridimensionalidade dos escoamentos em permutadores de calor e noutros processos industriais, e a grande variedade de fluidos não-Newtonianos e possíveis configurações geométricas, torna a sua investigação dispendiosa e pouco eficiente. Por outro lado, o desenvolvimento de meios de cálculo cada vez mais avançados e o escasso conhecimento sobre o comportamento de fluidos não-Newtonianos em escoamentos em regime turbulento, tornam vantajosa e necessária a investigação alternativa de escoamentos em geometrias simples, que possuam características relevantes e fundamentais para o conhecimento e compreensão dos fenómenos observados nos escoamentos industriais complexos. É possível assim, por exemplo, a separação dos efeitos não-Newtonianos e de transição, e o estudo da influência dos vários parâmetros independentes, sejam eles geométricos ou reológicos. Este raciocínio aponta para a necessidade de se estudarem dois tipos de escoamentos fundamentais: o escoamento desenvolvido numa conduta de secção circular, que permitirá investigar uma camada limite, os fenómenos da transição e da turbulência numa região de parede, enquanto que do estudo de um escoamento numa expansão súbita se obtém conhecimentos do comportamento dos fluidos numa camada de mistura, representativa do comportamento longe de uma parede, e numa zona de recirculação.

Existe (muito) pouca informação detalhada sobre as características do escoamento turbulento de fluidos não-Newtonianos em expansões súbitas axissimétricas, e a escassa informação disponível é sobretudo relativa a regime laminar de muito baixo número de Reynolds, devido à relevância nas aplicações na área do processamento industrial de polímeros, como é o caso da extrusão de chapa de policloreto de vinilo. São necessárias informações sobre a distribuição das tensões normais de Reynolds para identificar a natureza do transporte de quantidade de movimento e realizar um balanço de turbulência, já que aqueles termos são influenciados pela elasticidade e pela variabilidade da viscosidade, Pinho e Whitelaw (1991).

Os efeitos de parâmetros inerentes ao escoamento, como por exemplo o tipo de perfil de velocidades, natureza e espessura da camada limite na entrada da expansão, razão de expansão, o tipo de fluidos e o gradiente de pressão do escoamento, são de grande interesse para a solução de vários problemas de engenharia onde se exige uma actualização constante das técnicas de dimensionamento de equipamentos nas diversas áreas da térmica industrial.

Ainda neste capítulo, após a apresentação dos objectivos que nos propomos atingir, seguir-se-á uma revisão bibliográfica dos trabalhos experimentais e numéricos relativo ao escoamento de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos nas diversas geometrias que consideramos mais relevantes. Em cada um desses escoamentos salientaremos as suas características principais e as conclusões mais importantes dos trabalhos que pensamos possam ajudar-nos a ter um maior conhecimento dos escoamentos turbulentos não-Newtonianos com camadas de mistura e recirculação. A revisão dos trabalhos experimentais e numéricos será antecedida pela descrição das características de um escoamento com recirculação a jusante de uma expansão.

Finalmente, o capítulo termina com um conjunto de trabalhos de escoamentos Newtonianos e não-Newtonianos com camada de mistura e recirculação apresentados nas tabelas (1.1 a 1.15), que resumidamente descrevem as técnicas experimentais, as quantidades medidas, os fluidos usados e as principais conclusões.

1.2- OBJECTIVOS

Há já muita informação sobre a turbulência de parede com fluidos não-Newtonianos, mas estudos detalhados de escoamentos livres e escoamentos com separação em regime turbulento são escassos, e normalmente referem-se a soluções diluídas de polímero com viscosidade constante. Assim, a estrutura dos escoamentos livres de fluidos não-Newtonianos tem permanecido menos compreendida. O único trabalho com escoamento turbulento de fluidos não-Newtonianos em que se mediu a influência das tensões normais de Reynolds no comprimento de recirculação, foi efectuado por Castro e Pinho (1995) para fluidos de baixa elasticidade. Contudo, desconhece-se a forma como a estrutura da camada de mistura é alterada na zona de recirculação devido ao aumento da elasticidade, e esse conhecimento pode melhorar a nossa capacidade para entender como os vários parâmetros, como por exemplo a razão de expansão, afectam o escoamento nessa zona. Poderá ainda ajudar-nos a conhecer melhor como é dissipada a energia cinética turbulenta, quais os mecanismos que regulam a transferência de calor, qual o comportamento do coeficiente de atrito e dos coeficientes de pressão, e onde termina a zona de recirculação e se inicia a zona de recuperação do escoamento. Fornecerá ainda dados experimentais para a implementação e aferição de modelos de turbulência mais rigorosos e adaptados à previsão de escoamento de fluidos não-

Newtonianos viscoelásticos de comportamento reológico complexo, isto é, obedecendo a equações constitutivas não-lineares.

As considerações anteriores motivaram este trabalho que se propõe muito concretamente investigar o escoamento turbulento de fluidos viscoelásticos de diferente elasticidade e pseudoplasticidade, e de fluidos viscoplásticos não-Newtonianos em condutas, nomeadamente numa conduta de secção circular, e em duas expansões súbitas axissimétricas. A investigação, que inclui medições dos campos de velocidade média e turbulenta e do comprimento de recirculação a efectuar por velocimetria laser, e medições da queda de pressão para quantificar o coeficiente de fricção, serão precedidas de um estudo reológico adequado e por medições da queda de pressão em função do caudal em escoamento turbulento em conduta de secção circular, de modo a complementar o estudo das propriedades reológicas de fluidos não-Newtonianos. Essas medições pretendem determinar a influência das características reológicas dos fluidos nas quantidades medidas, mais concretamente na evolução das tensões normais de Reynolds e no comprimento de recirculação. Estudar-se-á também a influência da razão de expansão nas características hidrodinâmicas anteriores.

1.3- REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Apesar do objectivo primeiro desta tese ser a investigação de escoamentos de camadas de mistura e recirculação com fluidos não-Newtonianos em regime turbulento, é importante o conhecimento já adquirido nesta matéria com fluidos Newtonianos.

Assim, com vista ao estudo aprofundado dos escoamentos turbulentos nas duas expansões súbitas axissimétricas, foi de grande importância a recolha de informação sobre outros escoamentos com zonas de separação, mistura e colagem, nomeadamente, jactos livres, escoamentos sobre degraus, em expansões súbitas planas e axissimétricas, nos regimes laminar e turbulento. A maior parte do trabalho disponível na literatura referente a escoamentos com camadas de mistura refere-se a fluidos Newtonianos, e como podemos ver a partir das tabelas (1.1 a 1.11) alguns dos resultados são contraditórios e precisam de ser clarificados. Por outro lado, como veremos mais adiante neste capítulo, os estudos experimentais de escoamentos com camada de mistura de fluidos não-Newtonianos viscoelásticos e viscoplásticos são notoriamente insuficientes. O estudo de fluidos reais

usados nas indústrias farmacêutica, alimentar, química e biomédica revela-se de importância crescente, principalmente devido às limitações inerentes a uma extrapolação baseada no comportamento de fluidos Newtonianos, uma vez que os fluidos sintéticos são maioritariamente não-Newtonianos e podem apresentar um comportamento bastante diferente. Há claramente um grande esforço de investigação a realizar com os fluidos não-Newtonianos para ajudar a compreender melhor os parâmetros que regulam os escoamentos turbulentos com camadas de misturas e recirculação.

1.3.1- FLUIDOS NEWTONIANOS

Ao estudar o escoamento numa expansão súbita axissimétrica é útil pensar que o escoamento está dividido em várias zonas, o que ajuda a compreender melhor a sua estrutura (Pronchick e Kline, 1983). Essas zonas, definidas como regiões nas quais o escoamento exhibe estruturas físicas diferentes e predominantes, torna este tipo de escoamento complexo. Embora possam ser usados vários esquemas de classificação (Bradshaw e Wong, 1972, Adams *et al*, 1984, Pronchick e Kline, 1983, Durrett *et al*, 1988 e Tsou *et al*, 1991), cada um conduzindo a um número diferente de zonas de escoamento, neste trabalho considerar-se-ão as seguintes:

- (I) Zona do núcleo central de fluido;
- (II) Zona de camada de separação;
- (III) Zona de recirculação secundária;
- (IV) Zona de recirculação primária;
- (V) Zona de colagem;
- (VI) Zona de recuperação.

A localização destas várias zonas do escoamento estão esquematicamente representadas na figura (1.1). A zona I é constituída pelo núcleo central do fluido que foi transportado por convecção para jusante da expansão súbita. Devido à sensibilidade da camada de mistura às condições iniciais do escoamento, é de esperar que as características mais importantes do escoamento na conduta de entrada possam afectar criticamente todo o campo do escoamento a

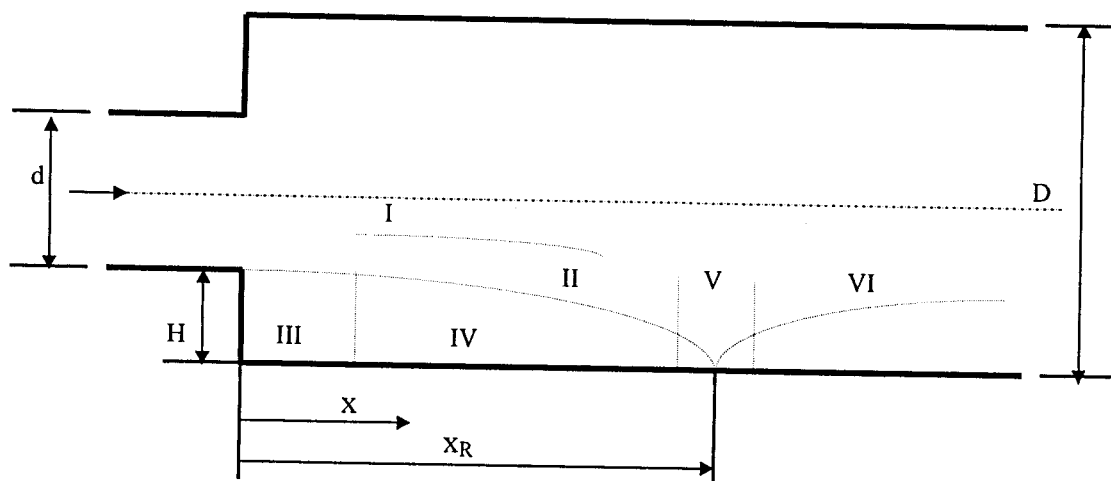


Figura 1.1. Localização das várias zonas de um escoamento com recirculação a jusante de uma expansão.

jusante do degrau. A zona II surge após o degrau e resulta da interacção entre a zona I e o escoamento separado no vértice da expansão. Esta zona é semelhante à de uma camada de mistura, pois nesta se agrupam os vórtices que provêm da zona de recirculação e da zona central, formando estruturas singulares de maior dimensão, dando assim origem ao crescimento desta camada. A zona III, de recirculação secundária, tem baixas velocidades e escalas de turbulência superiores às da zona de recirculação primária. Geralmente esta zona tem dimensões muito pequenas e que vão diminuindo com o aumento do número de Reynolds. Na zona IV existe um movimento oscilatório dos turbilhões provocado pela proximidade da parede, que dificulta a aderência do escoamento, e que tem influência na camada de mistura, no fluxo retrógrado de fluido, e no escoamento médio na região de recuperação. Pronchick e Kline (1983) concluiu que a turbulência nesta zona próxima da parede provem sobretudo do transporte radial de quantidade de movimento e de turbulência que são produzidas na zona central e na zona de mistura. Toda a zona de recirculação tem uma escala de tempo e de comprimento que é variável, facto que se deve às características do escoamento anterior ao degrau e aos vórtices criados no vértice da geometria. A zona V é região de colagem de grande instabilidade, pois é aí que se dá a diminuição de escala dos turbilhões. Alguns dos turbilhões provenientes do escoamento médio chocam com a parede diminuindo a sua escala de comprimento, outros passam por esta região com a sua escala intacta, seguindo o escoamento. O processo de colagem (zona V) forma as condições iniciais para o processo de recuperação do escoamento (zona VI) caracterizada por um desenvolvimento da nova camada limite turbulenta tendo, por isso, um papel relevante no

estabelecimento das condições de escoamento a jusante da zona de colagem (Adams *et al*, 1984).

1.3.1.1- Jactos livres

O estudo de escoamentos turbulentos livres remonta ao início dos anos vinte, onde medições de distribuição da velocidade foram realizados por Zimm (1921) e Ruden (1933) assim como por Reichardt (1942) e Wuest (1950) em jactos circulares, e por Foerthmann (1934) e Reichardt (1942) em jactos bidimensionais. Bradshaw (1966) verificou que distância entre o início e o fim de um jacto desenvolvido foi da ordem de 200 vezes a espessura da quantidade de movimento da camada limite inicial, quer o escoamento seja laminar ou turbulento. Restivo e Whitelaw (1979) reportaram que a localização da colagem e a diminuição e o aumento da taxa da velocidade do jacto variam com o número de Reynolds para os regimes de escoamento considerados. Na tabela (1.1) estão mencionados os estudos sobre jactos livres.

1.3.1.2- Escoamentos a jusante de um degrau plano

Este é o primeiro escoamento com recirculação aqui abordado, que apresenta semelhanças com o caso a ser estudado. Bradshaw e Wong (1972) efectuaram medições na zona de recuperação do escoamento e mostraram que é necessária uma distância de cem comprimentos de degrau para que o escoamento volte a ficar completamente desenvolvido no que respeita às tensões de Reynolds. Estas diminuem rapidamente após a colagem devido à forte dissipação de energia cinética turbulenta, ao efeito da redistribuição da pressão e à menor produção de turbulência associada ao escoamento de parede, relativamente à produção numa camada de mistura.

Para o mesmo tipo de escoamento, Kim *et al* (1980) verificaram que a intensidade de turbulência e as tensões de corte alcançam um máximo na zona de colagem, seguido de um rápido amortecimento junto à parede devido à intermitência da estrutura turbulenta a jusante da colagem. Estes autores verificaram ainda, que a recuperação final da pressão era função da

altura do degrau e que a variação transversal da pressão na zona de recirculação depende da curvatura das linhas de corrente e da intensidade da turbulência.

O comprimento da zona de recirculação é uma das propriedades mais importantes deste tipo de escoamentos, porque indica a taxa de mistura da camada de separação. O escoamento foi estudado por Eaton e Johnston (1981), que analisaram os efeitos do número de Reynolds, da intensidade de turbulência e do gradiente de pressão estático a jusante da expansão, sobre o comprimento de recirculação, entre outros. Perto da região de colagem, a intensidade local da turbulência e das tensões de Reynolds alcançam os seus valores máximos, os quais podem ser atribuídos à instabilidade da camada de mistura. A tabela (1.2) complementa esta sub-secção.

1.3.1.3- Expansão súbita plana

Ao nível seguinte de complexidade geométrica surge a expansão súbita plana, a qual apresenta simetria geométrica. Contudo, este escoamento revela-se assimétrico, de acordo com Abbott e Kline (1961), Cherdron *et al* (1978) e Restivo e Whitelaw (1978), em determinadas gamas de baixo número de Reynolds. Os últimos autores mostraram experimentalmente que o escoamento só era simétrico a partir de 45 alturas de degrau a jusante do vértice da expansão, para números de Reynolds entre 500 e até 3.000. Quer para escoamentos laminares de número de Reynolds inferior a 500, quer para os escoamentos turbulentos de número de Reynolds superior a 3.000, o escoamento torna-se assimétrico.

Durst *et al* (1974) e Restivo e Whitelaw (1978) verificaram, que em regime laminar, o comprimento das zonas de recirculação normalizado pela altura do degrau depende da forma do perfil de velocidades do escoamento a montante do degrau e não da razão da expansão.

Adams *et al* (1984) estudaram o escoamento turbulento numa expansão súbita plana, e mostraram experimentalmente que a razão de expansão tem influência no comprimento de recirculação uma vez que para um aumento deste parâmetro geométrico se verifica uma diminuição do ângulo de colagem do escoamento, assim como da espessura da camada de separação formada no vértice da expansão súbita. A tabela (1.3) apresenta os trabalhos realizados em expansões súbitas planas.

1.3.1.4- Expansão súbita axissimétrica

O escoamento mais importante desta tese é a expansão súbita axissimétrica e aqui Macagno e Hung (1967) realizaram um estudo experimental e numérico em regime laminar, tendo concluído que o principal papel do turbilhão anelar que se forma no degrau da expansão onde ocorre a separação do escoamento, era o de formar o escoamento após a expansão súbita. Estes autores verificaram também, que mesmo para números de Reynolds muito baixos existe sempre uma zona de velocidades negativa entre a camada de mistura e a parede.

O estudo de escoamentos numa expansão súbita axissimétrica efectuado por Iribarne *et al* (1972) concluiu da existência de ondas regulares na região de separação da camada de mistura à saída do degrau. A existência dessas flutuações periódicas ajudou a compreender as diferenças entre o coeficiente de transferência de massa teórico e experimental. Estes autores constataram ainda que o escoamento se mostra assimétrico para números de Reynolds de transição e simétrico para pequenos valores do número de Reynolds. Este facto também foi confirmado por Pinho e Whitelaw (1991) num escoamento axissimétrico em torno de um disco confinado, para números de Reynolds inferiores a 6.000. Este tipo de comportamento é típico de escoamentos a baixo número de Reynolds na gama de regime de transição devido ao aparecimento de instabilidades.

As visualizações de Back e Roschke (1972) e Khezzar (1985) mostraram que no regime laminar o comprimento de recirculação alcança um valor máximo, a partir do qual diminui até atingir um valor assintótico em regime turbulento, da ordem de x_R/H igual a 10. Moon e Rudinger (1977) confirmaram a existência dessa assíntota ao efectuarem medições da velocidade na zona de recirculação com anemometria laser.

O escoamento em expansões súbitas assimétricas foi também estudado por Khezzar (1985) dada a sua relevância em motores de combustão interna. O escoamento revela-se complexo após o degrau e fortemente dependente do número de Reynolds. As condições de entrada praticamente não influenciam a pressão estática, no entanto tem um papel dominante na distribuição espacial das quantidades médias e turbulentas após a expansão. Na tabela (1.4) é feita a descrição dos trabalhos realizados nesta geometria.

No sentido de complementar as geometrias apresentadas, as tabelas (1.5 a 1.11) reportam outros tipos de escoamento de fluidos Newtonianos relevantes que nos ajudarão a melhor compreender o esforço desenvolvido no estudo de camadas de mistura.

1.3.2- FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

1.3.2.1- Jactos livres

Estudos detalhados de escoamentos livres de fluidos não-Newtonianos em regime turbulento são também escassos (tabela 1.12), e normalmente referem-se a soluções diluídas de polímero com viscosidade constante. White (1967) e Barker (1973) investigaram o efeito da concentração de polímero no aumento do ângulo de abertura de jactos e Usui e Sano (1980) concluíram que o comprimento da zona de escoamento potencial era directamente proporcional à concentração de polímeros. Mais recentemente, Koziol e Glowacki (1989) reportaram a supressão das flutuações radiais de velocidade e a consequente redução do ângulo de abertura do jacto, enquanto que Hibberd *et al* (1982) e Kwade (1982) investigaram o escoamento de soluções muito diluídas de polímero em camadas de mistura e concluíram da supressão de turbulência, especialmente na direcção transversal, e observaram um aumento de intensidade e coerência dos turbilhões de grandes dimensões e a atenuação das microestruturas coerentes.

1.3.2.2- Expansão súbita axissimétrica

Sendo este o escoamento que corresponde exactamente ao trabalho realizado nesta tese podemos constatar através da tabela (1.13) do número reduzido de estudos experimentais e numéricos com fluidos não-Newtonianos viscoelásticos em regime turbulento, como também não se conhecem estudos deste tipo de escoamento com fluidos viscoplásticos, e portanto, da grande necessidade de aumentar o seu conhecimento. Claramente podemos verificar da insuficiência de informações sobre a influência da reologia dos fluidos no campo médio e turbulento da velocidade deste tipo de escoamento assim como do estudo das condições de entrada. Dos trabalhos já realizados há que salientar o de Pak *et al* (1990), que ao estudarem o

escoamento em expansões súbitas axissimétricas para números de Reynolds entre 10 e 35.000 com métodos de visualização, concluíram que em regime laminar a zona de recirculação para fluidos viscoelásticos era mais curta do que para fluidos Newtonianos, diminuindo com o aumento de concentração dos fluidos viscoelásticos para número de Reynolds constante. Contudo, em regime turbulento, a zona de recirculação dos fluidos viscoelásticos foi duas a três vezes superior à da água, aumentando gradualmente com a concentração. Segundo esses autores, isso era devido à elasticidade das soluções viscoelásticas que suprimiam o movimento dos turbilhões e controlavam o comportamento da camada de mistura e da zona de recirculação. Por outro lado, para fluidos puramente viscosos a zona de recirculação era quase idêntica à da água.

O estudo experimental do campo de pressões em duas expansões súbitas axissimétricas com fluidos viscoelásticos, foi também efectuado por Pak *et al* (1991). O coeficiente de perda de carga para estes fluidos foi menor que para a água, o qual podia ser atribuído à elasticidade do polímero na expansão súbita que reduzia a dissipação da energia cinética. O coeficiente de perda de carga foi quase independente do número de Reynolds no caso da água, aumentando para os fluidos viscoelásticos. Para ambos os tipos de fluido o coeficiente de perda de carga aumenta significativamente com a razão de expansão. A flutuação da pressão foi atenuada após a colagem para a água e aumentou substancialmente para os fluidos viscoelásticos

Castro e Pinho (1995) estudaram o escoamento turbulento de fluidos não-Newtonianos de baixo peso molecular, tendo os resultados mostrado pequenas variações no comprimento da zona de recirculação com a concentração do polímero e número de Reynolds e reduções das tensões normais até 30%, especialmente nas direcções tangencial e radial. Os autores concluíram que a redução nas tensões normais dentro da camada de mistura era um efeito elástico elongacional, mas esta elasticidade precisava de ser consideravelmente mais intensa, tal como em polímeros de alto peso molecular, por forma a afectar fortemente as características médias do escoamento. Com estas soluções de polímeros de baixo peso molecular, os valores observados do escoamento médio eram semelhantes às exibidas por fluidos Newtonianos e inelásticos não-Newtonianos.

1.3.2.3- Outros escoamentos com separação com fluidos não-Newtonianos

Pinho e Whitelaw (1991) investigaram o escoamento confinado em torno de uma placa circular de soluções de polímeros de baixa elasticidade para números de Reynolds compreendidos entre 220 e 138.000. Os resultados experimentais permitiram estudar os efeitos da viscosidade viscométrica e da elasticidade dos fluidos não-Newtonianos no transporte da quantidade de movimento e na dissipação de energia cinética turbulenta do escoamento, relativamente aos fluidos Newtonianos. As influências da variação do número de Reynolds e da concentração do polímero foram também quantificadas experimentalmente na variação de diversos parâmetros do escoamento: comprimento de recirculação, fluxo de recirculação, gradiente de pressão radial e valores das tensões de Reynolds e da energia cinética turbulenta nas várias zonas do escoamento.

Estes autores concluíram que o escoamento de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos era muito dependente do número de Reynolds quando este era inferior a 50.000. Para um número de Reynolds de 8.000, verificaram que o comprimento de recirculação aumentava, que as componentes turbulentas eram retraídas à medida que a concentração de polímero aumentava, e que a dissipação da energia cinética turbulenta era cerca de 35 a 45% inferior relativamente à água. Para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos de concentração constante verificaram que o comprimento e o caudal de recirculação diminuíram com a diminuição do número de Reynolds e simultaneamente as tensões diminuíram cerca de 20%. Na tabela (1.14) podemos observar outros escoamentos não-Newtonianos relevantes, e finalmente na tabela (1.15) é possível ver estudos numéricos de escoamentos não-Newtonianos.

1.4- CONCLUSÕES

A revisão bibliográfica mostrou ser insuficiente a informação detalhada sobre a hidrodinâmica de escoamentos livres com fluidos não-Newtonianos pseudoplásticos inelásticos, ou de baixa elasticidade, em regime turbulento, e sua relação com a reologia dos fluidos. Em particular, mostrou ainda ser escassa a informação sobre como as tensões de corte de Reynolds e o comprimento de recirculação são influenciados pela elasticidade dos fluidos. A extensão da investigação de escoamentos em expansões súbitas a outros fluidos e diferentes condições de entrada é também julgada necessária para aumentar a nossa

compreensão dos fenómenos físicos. Em particular, a pesquisa deve ser alargada a vários tipos de fluidos, tais como a fluidos viscoplásticos e a fluidos pseudoplásticos exibindo efeitos elásticos em escoamentos de corte e elevados níveis de redução de arrasto em escoamentos turbulentos em condutas. Nos escoamentos livres desconhece-se ainda a influência da tensão de cedência nas tensões de Reynolds e no comprimento de recirculação.

Daí o ter surgido esta tese que investigou o comportamento de fluidos pseudoplásticos de baixa elasticidade e de fluidos não-Newtonianos tixotrópicos com tensão de cedência em condutas, nomeadamente numa conduta de secção circular e em duas expansões súbitas axissimétricas. Este trabalho servirá de base a futuras investigações de escoamentos mais complexos e a escoamentos com transferência de calor e bifásicos.

O próximo capítulo descreve a instalação experimental, os equipamentos, os métodos de medida e estima as incertezas nas medições de viscosidade, pressão e velocidade. O 3º capítulo descreve o trabalho experimental de caracterização reológica, seguindo-se o capítulo que descreve e discute os resultados das medições da queda de pressão em função do caudal para escoamentos de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos viscoelásticos e viscoplásticos numa conduta de secção circular. O 5º capítulo descreve e discute os resultados obtidos no escoamento de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos em duas expansões súbitas axissimétricas. Finalmente a tese termina com o capítulo de fecho onde são apresentadas as principais conclusões, e também as sugestões de trabalho futuro.

TABELAS 1.1 a 1.15

Tabela 1.1- Escoamentos de fluidos Newtonianos em jactos (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Bradshaw, P. (1966)	Geometria: $d=5,08 \times 10^{-2}$ m. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$; $\overline{u'v'}$ com tubo de Pitot e anemômetro de fio quente. Condições: $Re_{\theta} 10^2 \div 10^3$. Fluido: Ar.	A distância entre o ponto de separação e o fim de uma CM turbulenta desenvolvida é da ordem de 200 vezes a espessura da quantidade de movimento da camada limite inicial, quer seja laminar ou turbulenta.
Ribeiro e Whitelaw (1975)	Geometria: $d=1,29 \times 10^{-2}$ m; Câmara: $0,52 \times 0,52 \times 1,06$ m. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}^3$, $\bar{u}^3 \bar{v}^4$, $\bar{v}^4$ com AFQ. Condições: $Re_d = 7,1 \times 10^4$. Fluido: Ar.	Os resultados revelaram uma dependência da distribuição da probabilidade da velocidade axial no sinal da velocidade radial e, entretanto, na direção do transporte de turbulência. Também foram quantificados os desvios das várias distribuições Gaussianas medidas.
Nielson (1983)	Medições: Profundidade de penetração do jacto por visualização. Fluido: Ar.	Obstáculos colocados no tecto perto de difusores, podem perturbar o escoamento do ar. A altura crítica do obstáculo é uma função das dimensões do difusor, distância do obstáculo e altura do compartimento. A velocidade máxima do jacto pode ser reduzida.
Swan e Morrison (1988)	Geometria: Jacto; $5,08 \times 10^{-2} \times 0,254$ m; $AR=2$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ com LDA Condições: $Re=10^5$. Fluido Ar.	O gradiente da velocidade média é máximo ao longo da direção perpendicular à CM sendo muito pequeno nas outras direções. Os termos do tensor das tensões de Re têm todas a mesma ordem de grandeza, embora a CM tenha só produzido um componente. Da difusão e convecção dos vórtices resultam os outros termos do tensor.
Rolon <i>et al</i> (1991)	Geometria: Ejector; $d=2,5 \times 10^{-2}$ m e $\square=1 \times 10^{-3}$ m. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$ com LDA. ΔP com transdutores de pressão. Condições: Regime laminar. Fluido: O_2 , H_2 , CH_4 e C_3H_8 .	Estudo experimental de escoamentos com zonas de estagnação produzidos por jactos em sentidos opostos. Técnicas de medição não intrusivas permitiram obter detalhes do escoamento não disponíveis através de soluções analíticas.
Seol e Goldstein (1997)	Geometria: Jacto; $d=0,02$ m. Medições: T com termopar, ΔP com transdutor de pressão. Condições: $Re_d = 12 \times 10^5$. Fluido: Ar.	A separação da energia pode ser devido a 2 mecanismos diferentes: balanço entre transporte de energia por condução e trabalho de corte; outro factor é o movimento convectivo dos vórtices de baixa pressão devido a instabilidades da flutuação da pressão. O primeiro efeito é importante na região onde o gradientes da velocidade e temperatura são grandes, mas o último efeito ocorre mesmo em escoamentos invíscidos.

AFQ - Anemômetro de fio quente; AR - Coeficiente de forma; CM - Camada de mistura, LDA Anemômetro laser-Doppler; T - Temperatura média; $\overline{u'^3}$ - Correlação tripla; $\overline{u'^3 v'^4}$ - Correlação cruzada; $\overline{v'^4}$ - Correlação quadrupla

Tabela 1.2- Escoamentos de fluidos Newtonianos em degraus (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Bradshaw e Wong (1972)	Geometria: $h=0,025$ m; $c=1,30$ m. Medições $\bar{U}$ com tubo de Pitot; $u'v'$ com tubos de Preston e $\bar{u}^2, \bar{v}^2$ com anemômetro de fio cruzado. Condições: $Re_\theta=8,45 \times 10^3 \div 1,19 \times 10^4$. Fluido: Ar.	Na ZC a CM é dividida, uma parte do escoamento é enviado para montante para a ZRC reentrando de novo na CM. O escoamento restante continua para jusante sofrendo uma forte diminuição no comprimento de escala turbulento devido aos grandes vórtices se dividirem em dois. A lei de parede não é aplicável dentro de uma distância no mínimo $30 \times \delta_\theta$ após a ZC.
Restivo e Whitelaw (1979)	Geometria: $h=5 \times 10^{-3}$ m, $H=3 \times 10^{-2}$ m, $c=0,275$ m. $RE=6$, $x_R/(H-h)_{\max}=8$. Visualização com fumo. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, x_R com LDA. Condições: $Re_h=83 \div 5,05 \times 10^3$. Fluido: Ar.	O local da colagem e a taxa da velocidade do jacto variam com o Re para os regimes de escoamento considerados. O espectro da energia do sinal das flutuações da velocidade apresentam uma frequência de oscilação preferida de aproximadamente igual a $Re^{1,5}$.
Kim <i>et al</i> (1980)	Geometria: $h=(2,54 \text{ e } 3,81) \times 10^{-2}$ m; $H=7,62 \times 10^{-2}$ m, $c=2,336$ m. $AR=16$ e 24 , $RE=3$ e 4 . $x_R/h=7 \pm 1$ visualização por fotografia. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $u'v'$ com AFQ. Condições: $Re_{\delta_\theta}=1,3 \times 10^3$, (perfil plano). Fluido: Ar.	A intensidade da turbulência e as tensões de corte alcançam um máximo na ZC, seguido de um rápido amortecimento junto à parede, devido à intermitência da estrutura turbulenta a jusante da ZC. Após a ZC, o escoamento principal leva algum tempo a recuperar a estrutura normal de uma CL turbulenta.
Stevenson <i>et al</i> (1984)	Geometria: $h=0,1016$ m; $H=2,032$ m; $c=1,511$ m; $RE=2$; $AR=1$; $x_R/H=7$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $u'v'$ com LDA. Condições: $Re_{\delta_\theta}=3,1 \times 10^3$ ($\delta_\theta=1,8 \times 10^{-3}$ m); (Perfil liso). Fluido: Ar.	O método experimental de utilização de grande densidade de partículas e tempos iguais de amostragem de velocidade, pode eliminar o desvio da velocidade em escoamentos internos com um caudal uniforme de partículas.
Andrade e Restivo (1988)	Geometria: $h=3 \times 10^{-3}$ m; $b=0,20$ m; $c=0,1525-0,2025$ m. $AR=66:1$ Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$. Condições: $Re_h=10^3 \div 1,7 \times 10^3$. Fluido: Ar.	Para todas as alturas de saída dos jactos, o escoamento evolui para a colagem na parede. O crescimento lateral e a diminuição da velocidade longitudinal máxima foram estudados e os resultados indicam que as taxas correspondentes são também comparáveis às dos jactos de parede.

AFQ - Anemômetro de fio quente; b - Largura; c - Comprimento; CL - Camada limite; CM - Camada limite; CM - Camada limite; CM - Camada limite;
 ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação; δ_θ - Espessura da camada limite.

Tabela 1.2 (Cont.)

Referência	Experiência	Características principais
Tsou <i>et al</i> (1991)	Geometria: Túnel de vento (tubo de Ludwig); $h=5,08 \times 10^{-2}$ m, $b=0,127$ m, $H=3,3 \times 10^{-3}$ m e $c=0,70$ m. $Re=1,07$, $AR=38,5$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$ com AFQ e T com filmes de platina calibrados. $x_R/H=7,6$. Condições: $Re_H=3,88 \times 10^4$. Fluido: Ar.	As medições da velocidade na CM indicaram turbulência de alta frequência com tempos característicos curtos. Na ZRC, no entanto foram observados tempos característicos longos devido à existência de turbilhões de grandes escalas. x_R/H aumenta com o tempo em regime laminar até um máximo de 13,6 em regime transitório, diminuindo para um valor constante de 7,6 em regime turbulento.
Shih e Ho (1994)	Geometria: $H=1,905 \times 10^{-2}$ m; $AR=3$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$ com LDA. Condições: $Re=2,3 \times 10^3$. Fluido: Água.	Escalas de tempo cerca $25 \times$ maiores que o período de ondas de instabilidade da CM foram observadas através da separação. Medições de $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, indicam que o escoamento na CM é 3-D. 1º) a linha média da ZC é altamente distorcida através da largura sendo 20% menor ao longo da linha central. 2º) $\bar{V}$ é forte e da mesma ordem de grandeza de $\bar{U}$, é induzida para dentro da ZRC.
Papadopoulos e Ötügen (1995)	Geometria: Túnel de vento; $H=2,54 \times 10^{-2}$ m., $RE=2$; $AR=4 \div 30$, $x_R/H=8,2$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, $\overline{u'v'}$ com AFQ; ΔP . Condições: $Re=2,65 \times 10^4$; Fluido: Ar.	O escoamento após a ZC pode ser caracterizado como 3-D. Os resultados indicaram que AR tem influência na velocidade e no ΔP , mesmo para grandes AR . No plano central as velocidades média e turbulenta são 2-D para $AR > 4$. ΔP máximo no plano central para $AR=4$.

AFilQ - Anemômetro de filme quente; AFQ - Anemômetro de fio quente; AR - Coeficiente de forma; b - Largura; c - Comprimento; CM - Camada de mistura;
LDA - Anemômetro laser-Doppler; T - Temperatura média; ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação.

Tabela 1.3- escoamentos de fluidos Newtonianos em expansões súbitas planas (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Abbott e Kline (1962)	Geometria: Canal de água; $b = 0,6096$ m; $h = 0,3048$ m; $c = 6,096$ m. $AR = 8:1-4:1$ (geometria variável). Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$ com AFILQ e x_R por visualização com tinta. Condições: $Re_h = 2 \times 10^4 \div 5 \times 10^4$. Fluido: Água.	No escoamento existem 3 zonas após a separação: (I) Zona 3-D a seguir ao degrau, caracterizada por um ou mais vórtices rodando sobre um eixo perpendicular à direção do escoamento; (II) Uma zona 2-D a seguir a (I) que contém o vórtice clássico com movimento p/ montante ao longo da parede e a jusante junto à CM; (III) Uma região estreita dependente do tempo cujo tamanho varia periodicamente. Para $AR > 1,5$ os comprimentos das 3 zonas são diferentes para os dois lados do degrau duplo, e são iguais para $AR < 1,5$.
Durst <i>et al</i> (1974)	Geometria: $h = 4 \times 10^{-3}$ m; $H = 1,2 \times 10^{-2}$ m; $c = 0,20$ m, $RE = 3$; $AR = 9,2$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, com LDA e visualização. Condições: $Re = 56 \div 1,1 \times 10^3$. Fluido: Ar.	Para $Re = 56$ o escoamento é simétrico e $\bar{U}$ está de acordo com os valores calculados pelas equações 2-D da massa e quantidade de movimento. Para Re 114 e 252 os escoamentos são assimétricos e 3-D após o degrau, recuperando a assimetria para $x/H = 45$ e 40, respectivamente. A Re e o $\bar{U}$ a montante influenciam o a separação e a simetria. Assim quando Re aumenta de 2 para 3 aumenta a simetria e a ZRC.
Etheridge e Kemp (1977)	Geometria: Canal de água; $b = 0,15$ m; $h = 0,20$ m; $H = 1,35 \times 10^{-2}$ m. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\overline{u'v'}$ com LDA. Condições: $Re\delta_2 = 156,5 \div 772,6$. Fluido: Água.	Medições de turbulência revelaram o desenvolvimento de uma nova CL que se divide após a ZC, com $1/6$ do escoamento a ser enviado para a ZRC. As tensões de Re antes da ZC apresentam valores máximos 20 vezes o do escoamento central, diminuem muito rapidamente após a ZC.
Cherdron <i>et al</i> (1978)	Geometria: $h = 1 \times 10^{-2}$ m; $H = 2 \times 10^{-2}$ m; $RE = 2$ e 3. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, com LDA. Vórtices com visualização com fumo e fotografia. Condições: $Re_h = 1,1 \times 10^2 \div 1,2 \times 10^3$.	Escoamentos simétricos podem existir em expansões planas simétricas só para baixos Re . Para altos Re , as perturbações geradas nos vértices da expansão são amplificadas na CM, originando assimetria no escoamento médio. Os vórtices gerados num dos lados influenciam o escoamento no lado oposto através das flutuações da $\bar{U}$ perpendicular à direção do escoamento na zona entre as 2 CM. O escoamento só existe quando as flutuações de cada CM estão em fase.

AFILQ - Anemómetro de filme quente; AR - Coeficiente de forma; b - Largura; c - Comprimento; CL - Camada limite; CM - Camada de mistura; h - Altura;LDA - Anemómetro laser-Doppler; ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação; δ_2 - Espessura da quantidade de movimento.

Tabela 1.3 (Cont.)

Referência	Experiência	Características principais
Restivo e Whitelaw (1978)	Geometria: $h=4 \times 10^{-3}$ m; $H=8 \times 10^{-3}$ e 12×10^{-3} m; $Re=2$ e 3. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, com LDA. Condições: $Re = 494 \div 2.995$ (perfil desenvolvido). Fluido: Água.	A ZRC depende do perfil de $\bar{U}$ do escoamento a montante do degrau e não da Re . Para perfis uniformes de $\bar{U}$ com CL finas, a perturbação inicial é pequena, a frequência é mais alta e a ZRC é mais curta que os obtidos por Cherdron, Durst e Whitelaw. A tendência para a espessura inicial da CL diminuir com a $\bar{U}$, determina o aumento da frequência e a diminuição do comprimento de onda.
Pronchick e Kline (1983)	Geometria: $H=7,62 \times 10^{-2}$ m; $c=1,70$ m; $Re=1,42$; $AR=13,1$; $x_R/H=6,78$ (visualização por bolhas de H_2). Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}^3$, $\bar{u}^2 \bar{v}'$, $\bar{u}' \bar{v}'^2$, $\bar{v}'^3$ com LDA; ΔP com transdutor de pressão. Condições: $Re_H = 1,2 \times 10^4$. Fluido: Ar.	A estrutura do escoamento na ZC é dominada por grandes vórtices 3-D gerados aos pares na CM. A turbulência longe da parede cresce e desaparece rapidamente após o escoamento ultrapassar a ZC. Perto da parede dentro de $y/H=0.2$, a turbulência permanece quase constante através da ZC.
Adams <i>et al</i> (1984)	Geometria: $H=3,81 \times 10^{-2}$ m; $c=2,742$ m, $Re=1,25$; $AR=11,4$; $x_R/H=6,6$ ($Re_H=2,6 \times 10^4$). Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, com LDA, AFQ e fio pulsado. Condições: $Re_H=8 \times 10^3 \div 3,6 \times 10^4$. Fluido Ar.	A ZRC depende da Re , do Re_H , da espessura e estado da CL a montante do degrau. Quando a CL a montante do degrau se encontra em regime de transição, é obtido um aumento de 30% na ZC e o C_f nessa zona diminui 50%.
Fearn (1988)	Geometria: $Re=3$; $AR=8$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}' \bar{v}'$, $\bar{u}' \bar{w}'$, $\bar{v}' \bar{w}'$ com LDA e visualização com fotografia. Condições: $Re = 0 \div 4 \times 10^3$. Fluido: Água/glicerina.	Os resultados experimentais e o trabalho numérico mostraram que os escoamentos planos assimétricos e estacionários, são soluções das equações 2-D Navier-Stokes. O acordo perfeito entre os valores experimentais e numéricas suportam observações de que o escoamento num canal de $AR=8$, em baixo regime laminar, é 2-D.
Krametz e Schulte (1988)	Geometria: $H=4,5 \times 10^{-2}$ m; $c=0,20$ m; $Re=2,25$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}' \bar{v}'$ com LDA. Condições: $Re_H=4 \times 10^4$. Fluido: Ar/metano; ar/azoto.	A combustão afecta a CM turbulenta alterando o processo de mistura gasosa e, assim o volume da ZRC é menor. O escoamento a jusante do degrau é muito afectado pela combustão. $\bar{V}$ aumenta com a combustão, mais na ZRC e na CM. A turbulência na CM e na ZRC é maior na direcção longitudinal do que na direcção transversal.

AFQ - Anemómetro de fio quente; c - Comprimento; C_f - Coeficiente de fricção; CL - Camada limite; CM - Camada de mistura; h - Altura; LDA - Anemómetro laser-Doppler

$\bar{u}^3$ e $\bar{v}^3$ - Correlações triplas; $\bar{u}' \bar{v}'^2$ e $\bar{u}'^2 \bar{v}'$ - Correlações cruzadas; y/H - Distância à parede normalizada pela altura do degrau; ZC - Zona de colagem;

ZRC - Zona de recirculação.

Tabela 1.3 (Cont.)

Referência	Experiência	Características principais
Ruck e Makiola (1988)	Geometria: Túnel de vento; $h=2,5 \times 10^{-2}$ m; $H=5 \times 10^{-2}$ m; $c=2,90$ m; $RE=2$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$ com LDA. Condições: $Re_h = 1,5 \times 10^4 \div 6,4 \times 10^4$.	Maiores diâmetros das partículas melhoram os valores medidos em relação ao escoamento contínuo. É um fenómeno físico de interesse do movimento das partículas em escoamentos bifásicos, no entanto, demonstra a dependência do tamanho das partículas nos valores do escoamento. Desvios $>10\%$ foram encontrados para os caudais volumétrico e mássico. Os resultados são importantes para aplicações práticas com LDA.
Abbott e Bates (1990)	Geometria: $d=5 \times 10^{-2}$ m; $H=0,1$ m; $c=1$ m; $x_R/H=12,6$ Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{w}^2$, $\overline{u'v'}$ com LDA. Condições: $Re_w = 5 \times 10^4$ (escoamento turbulento desenvolvido a montante da expansão). Fluido: Ar.	Os perfis da U e da k são simétricos os quais indicam que a região de separação contém gradientes de pressão simétricos, iguais aos encontrados numa expansão súbita axissimétrica. Os resultados experimentais comparados com os calculados pelo modelo turbulento $k-\epsilon$ são similares.
Hertzberg e Ho (1992)	Geometria: $h=1,91 \times 10^{-3}$ m; $H=7,62 \times 10^{-3}$ m; $RE=2$; $AR=2$; $x_R/H=10$ por visualização. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, com LDA. Condições: $Re_h = 8,5 \times 10^3$. Fluido: Água.	O escoamento é 3-D com vórtices assimétricos formados nas CM confinadas. A ZRC na direcção do eixo menor é completamente suprimida o que não acontece numa expansão plana 2-D. $\bar{V}$ é maior que nas expansões axissimétricas e expansões planas simétricas. Estes resultados podem ser devidos à diminuição do tamanho dos vórtices na CM do jacto.
Papadopoulos e Ötügen (1995)	Geometria: $h=25,4 \times 10^{-2}$ m; $H=25,4 \times 10^{-2}$ m; $RE=2$; $AR=30$. $x_R/H=8,2$ por visualização Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\overline{u'v'}$, com AFQ; ΔP com transdutor de pressão. Condições: $Re=2,6 \times 10^4$, Fluido: Ar	AR tem influência na velocidade e na pressão na parede. Na região de redensenvolvimento a jusante da colagem a recuperação da pressão diminui com pequenos AR. O escoamento a jusante da colagem pode ser caracterizado como tridimensional. Os turbilhões criam escoamentos secundários os quais crescem no espaço com a distância a jusante.

AFQ - Anemómetro de fio quente; AR - Coeficiente de forma; c - Comprimento; CM - Camada de mistura; h - Altura; LDA - Anemómetro laser-Doppler;
ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação.

Tabela 1.4- Escoamentos de fluidos Newtonianos em expansões súbitas axissimétricas (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Macagno e Hung (1967)	Geometria: $d=2,1 \times 10^{-2}$ m, $D=4,2 \times 10^{-2}$ m $c=0,2413$ m, $RE=2$, $x_R/H=12,8$ ($Re=140$). Medições: $\bar{U}$, $\bar{v}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$ (visualização com fotografia). Condições: $Re_d=36 \div 4,5 \times 10^3$ (perfil parabólico). Fluido: Óleo.	Foi analisada a interacção dinâmica entre o escoamento principal e a ZRC em regime laminar, e a conclusão é de que o papel do vórtice junto à parede é formar o escoamento através de ligeiras trocas de energia. Para $Re=4.500$ foi observado que o escoamento é assimétrico quando a montante do degrau o escoamento não é laminar.
Iribarne <i>et al</i> (1972)	Geometria: $d=1,42 \times 10^{-2}$ m, $D=2,84 \times 10^{-2}$ m, $c=0,90$ m. $RE=2$, $x_R/H=19,8$ ($Re=422$). Medições: $\bar{U}$, $\bar{v}$ com LDA. Visualização com corante fotocromico e fotografia). Condições: $Re_d=85,5 \div 1.355$ (Perfil uniforme). Fluido: Álcool etílico e kerosene.	Existência de flutuações periódicas na região da CM ajuda a compreender as diferenças entre o coeficiente de transferência de massa teórico e o experimental. Para $Re>350$ foram observados movimentos tangenciais resultando em considerável turbulência perto da posição média da ZC que depende do Re .
Back e Roschke (1972)	Geometria: $d=9,525 \times 10^{-3}$ m; $D=2,48 \times 10^{-2}$ m; $c=0,2402$ m; $RE=2,6$. Medições: $x_R/H=25$ ($Re=250$), com técnica de visualização com tinta. Condições: $Re_d=20 \div 4,2 \times 10^3$ (perfil uniforme). Fluido: Água.	A distância entre o degrau e a ZC alcança um valor máximo, diminuindo até atingir uma assíptota em regime turbulento. Pequenas ondulações na CM entre o escoamento principal e a ZRC para $Re \leq 250$, e um aumento da amplitude das ondulações com Re . Para $Re > 500$ foi encontrada uma estrutura desordenada.
Moon e Rudinger (1977)	Geometria: $d=7 \times 10^{-2}$ m; $D=0,1$ m; $c=1,80$ m; $RE=1,429$; $x_R/H=6,9$. Medições: $\bar{U}$ com LDA. Condições: $Re_d=2,8 \times 10^5$ (perfil desenvolvido). Fluido: Ar.	A utilização do LDA na medição da velocidade na ZRC é vantajosa pois permite efectuar medições direccionais. A extensão da ZRC é praticamente independente do Re entre 10^3 e 10^6 . As soluções obtidas com um algoritmo de cálculo de volumes finitos (SIMPLE modificado) estão concordantes com os valores experimentais.
Stevensen <i>et al</i> (1984)	Geometria: $d=5,1 \times 10^{-2}$ m; $D=9,53 \times 10^{-2}$ m; $RE=1,869$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{v}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}'v'$ com LDA. Condições: $Re_{eff}=3,59 \times 10^4$ (perfil liso). Fluido: Ar. Modelo de turbulência k-ε de Launder e Spalding.	O método experimental de utilização de grande densidade de partículas e tempos iguais de amostragem da velocidade, pode diminuir o desvio de velocidade em escoamentos internos com caudal uniforme de partículas. As soluções obtidas com a versão CHAMPION 2/E/FIX, não são satisfatórias quando comparadas com os valores experimentais.

c - Comprimento; CM - Camada de mistura; LDA - Anemómetro laser-Doppler; ZC - Zona de recirculação; ZRC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação.

Tabela 1.4 (Cont.)

Referência	Experiência	Características principais
Khezzer L. (1985)	Geometria: $d = 4,8 \times 10^{-2}$ m; $D = 8,4 \times 10^{-2}$ m; $c = 2,5$ m; $Re = 1,75$; $x_R/H = 28$ ($Re = 800$). Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$ c/LDA e visualização, ΔP . Condições: $Re_d = 10^3 \div 4 \times 10^4$. Fluido: Água.	Visualização revelou um escoamento complexo após a expansão, fortemente dependente do Re . A ZRC observada depende do Re . Foram observados vórtices só em regime transitório. A pressão estática na parede praticamente não é influenciada pelas condições de entrada.
Durret <i>et al</i> (1988)	Geometria: $d_f = 5 \times 10^{-2}$ m; $d_s = 3,52 \times 10^{-2}$ m; $D = 9,52 \times 10^{-2}$ m; $c = 0,610$ m; $Re_f = 1,9$; $Re_s = 2,7$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}'v'$ com LDA. Condições: $Re_d = 8,4 \times 10^4$. Fluido: Ar com flutuação de dióxido.	Foi identificado uma ZRC secundária a seguir ao degrau. Foi utilizado o modelo de turbulência k- ϵ que previu razoavelmente as velocidades média axial e radial.
Gould <i>et al</i> (1988)	Geometria: $d = 7,62 \times 10^{-2}$ m; $D = 0,1524$ m; $c = 0,609$ m; $Re = 2$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$ e $\overline{u'v'}$ com LDA. T e T' com termopar. Condições: $U_f = 22 \pm 0,5$ m/s (perfil uniforme). Fluido Ar / propano (1: 0,032).	$\bar{U}$ em escoamentos c/reacção é maior que em escoamentos se s/reacção devido ao calor libertado, no entanto a ZRC é menor e mais fina que no 2º caso. $\bar{U}_{máx}$ c/reacção diminui a taxa mais lenta que s/reacção. O balanço á quantidade de movimento axial indica que a ΔP axial era aproximadamente 4 vezes menor num escoamento com reacção. rms são não isotrópicas s/reacção ($\bar{v}^2 \approx 1/2 \bar{u}^2$), mas quase isotrópicas c/reacção.
Jones e Tober (1988)	Geometria: Câmara de combustão; $D = 0,196$ m; $c = 0,700$ m. Ejector, $d_f = 2,35 \times 10^{-2}$ m; $d_e = 4,2 \times 10^{-2}$ m. Medição: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$ com LDA. T com termopar. Condições: Propano 1,37 g/s e 1,70 g/s; ar 26,7 g/s.	Para condições de excesso de O_2 a ZRC central compreende produtos quentes originando uma chama estabilizada à saída do ejector que queima perto da interface entre a ZRC e o jacto proveniente do anel ejector. Em contraste, nas condições estequiométricas a ZRC central é rica em fuel e como resultado a chama é estabilizada mais adiante.
Baughn <i>et al</i> (1989)	Geometria: $d = 3,81 \times 10^{-2}$ m; $D = 9,53 \times 10^{-2}$ m; $Re = 2,5$; $x_R/H = 12$ ($Re_d = 4,318$) visualização com tufo de penas. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$ com AFQ. Condições: $Re_d = 4,1 \times 10^3 \div 1,74 \times 10^4$ (velocidades). $Re_d = 4,3 \times 10^3 \div 4,45 \times 10^4$ (calor). Fluido: Ar.	O valor máximo Nu coincide com o maior valor da ZC, apresentando a mesma tendência descendente com Re . O valor mínimo do Nu ocorre cerca de uma altura após o degrau, com um aumento da taxa de transferência de calor indicando a possível existência de ZRC secundária.

AFQ - Anemómetro de fio quente; c - Comprimento; LDA - Anemómetro laser-Doppler; Nu - Número de Nusselt; T - Temperatura média; T' - Flutuação da temperatura;
ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação.

Tabela 1.5- Escoamentos de fluidos Newtonianos em difusores (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Nielsen e Möller (1985)	Geometria: Difusores; 0,30×0,10 m e 0,40×0,15 m. Medições: $\bar{U}$. Fluido: Ar.	Difusores colocados na parede perto do tecto geram muitas vezes jactos 3-D através do tecto com um decréscimo de $\bar{U}$ e inversamente proporcional à distância percorrida. A diminuição de $\bar{U}$ depende muito da geometria do difusor e ligeiramente do Re .
Stieglmeier <i>et al</i> (1989)	Geometria: $d=0,05$ m, $D=0,08$ m, $RE = 1,6$; $x_R/H = 10$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'w'}$ com LDA. Condições: $Re = 1,56 \times 10^4$. Fluido: Óleo diesel.	O ângulo difusor influencia muito a CM em todo o difusor. A produção de turbulência logo após a separação é maior no caso de ângulos do difusor de 14 e 18 graus comparado com o ângulo de 90 graus, levando a menor ZC.

CM - Camada de mistura; LDA - Anemómetro laser-Doppler; ZC - Zona de colagem.

Tabela 1.6- escoamentos de fluidos Newtonianos em obstáculos (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Nielsen (1980)	Geometria: difusores; 1,20x0,08 m. Medições: Profundidade de penetração do jacto por visualização. Fluido: Ar.	Obstáculos colocados no tecto perto de difusores, podem perturbar o escoamento do ar em acondicionamento de salas, resultando numa inversão do jacto.
Restivo (1986)	Geometria: Túnel; 0,15x0,15x0,60 m; Placa de 0,475 m contendo um obstáculo a jusante 0,125 m, $h = 0,0125$ m Medições: $\bar{U}_o$, $\bar{u}^2$ com LDA. x_R com visualização com tinta. Condições: $Re_H = 6 \times 10^2 \div 8 \times 10^3$. Fluido: Água.	A $\bar{U}$ é influenciada pelo obstáculo a jusante deste, desenvolvendo-se em todos os casos uma CL espessa a 20 alturas dele. A variação da ZC com o Re exibe a mesma tendência observada com outros obstáculos, mas com menor amplitude da variação que seria de esperar para o coeficiente de forma usado.
Dimaczek <i>et al</i> (1989a)	Geometria: Canal de água com e sem obstáculos; $RE = 1,41$; $x_R/H = 7,5$ ($Re_H \approx 3,9 \times 10^4$). Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, $\bar{u}'v'$, k com LDA. ΔP com transdutor de pressão. Condições: $Re_H = 5 \times 10^3 \div 5 \times 10^4$. Fluido: Água.	O escoamento em geometrias planas parece ser menos sensível a Re_H , RE , x/H , δH e CL antes do degrau, que as geometrias axissimétricas. As tensões máximas na CM são menores na presença de obstáculos.
Dimaczek <i>et al</i> (1989b)	Geometria: Canal de água; 0,05x0,6 m, com obstáculos. $0,2 \leq x/H \leq 2$ a toda a largura. x_R/H por visualização pelo método do cristal violeta. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, k com LDA. ΔP , p' . Condições: $Re_H = 5 \times 10^3 \div 5 \times 10^4$. Fluido: Água.	A ZC é influenciado pelo Re_H , h/H e b/H . x_R diminui quando x/H aumenta. A saída do obstáculo k_{max} e as tensões de Re diminuem antes de aumentar de novo na ZC. As flutuações do ponto de colagem são maiores que em escoamentos de degrau, devido ao elevado nível de turbulência.
Devenport e Sutton (1993)	Geometria: $d = 8 \times 10^{-2}$ m; $D = 0,15$; $RE = 1,88$; $x/H = 10,7$. 2ª geometria: Igual á anterior mas com um corpo a 90 mm da separação, ocupando 3/4 do espaço; $x_R/H = 3,15$. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, C_f com anemómetro de fio pulsado. ΔP , p' . Condições: $Re_H = 3,5 \times 10^4$. (perfil uniforme) Fluido Ar.	Os perfis de $\bar{U}$ na CM são inicialmente similares aos da CM de um jacto axissimétrico. A turbulência é mais alta e a taxa de crescimento da espessura da vorticidade mais baixa. O local de maior turbulência nunca se aproxima da parede, mas na direcção da linha de corrente central, como um jacto. A introdução de um corpo após o degrau diminui a ZRC de 10,7 para 3,15. As taxas de crescimento de C_p e C_f são mais rápidas do que sem o corpo central.

C_f Coeficiente de fricção; C_p - Coeficiente de pressão; CL - Camada limite; CM - Camada de mistura; h - Altura, LDA - Anemómetro laser-Doppler; p' - Flutuação da pressão; ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação; δH - Espessura da camada limite normalizada na separação.

Tabela 1.7- Escoamentos de fluidos Newtonianos em expansões súbitas assimétricas (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Khezziar L.(1985)	Geometria: $d = 4,8 \times 10^{-2}$ m; $D = 8,4 \times 10^{-2}$ m; $c = 2,5$ m; $x_R/H = 36,4$ caso 1 e 41 caso 2 ($Re = 2 \times 10^3$). $RE = 1,75$ Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, com LDA. ΔP . Condições: $Re_d = 10^3 \div 4 \times 10^4$. (perfil desenvolvido) Fluido: Água.	A visualização revelou um escoamento complexo a jusante da expansão fortemente dependente do Re . Foram observados vórtices só em regime transitório. A ZC foi observada em função do Re . As condições de entrada assimétricas praticamente não influenciaram a pressão estática, no entanto têm um papel dominante na distribuição espacial das quantidades média e turbulenta após a expansão.
Abbott e Bates (1990)	Geometria: $d = 5 \times 10^{-2}$ m; $H = 0,1$ m; $c = 1$ m; Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, $\overline{u'v'}$ com LDA. Condições: $Re_d = 5 \times 10^4$. Fluido: Ar.	Os resultados experimentais comparados com os calculados pelo modelo turbulento $k-\epsilon$, apesar da malha utilizada ser dispersa apresentam uma grande concordância.

c - Comprimento; LDA - Anemômetro laser-Doppler; ZC - Zona de colagem.

Tabela 1.8- Outros escoamentos com separação com fluidos Newtonianos (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Winant e Browand (1974)	Geometria: Canal; $0,10 \times 0,10 \times 1,8$ m 2 escoamentos com diferentes velocidades separados por uma placa Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, com AFQ, visualização com tinta Condições: $Re_{\delta_0} = 45 \div 850$, Fluido: Água	A CM turbulenta consiste em vórtices 2-D de larga escala com eixos perpendiculares à direção do escoamento, para Re moderados. Os vórtices rodam devido à diferença de velocidade através da CM. A CM turbulenta cresce devido à repetição do processo em que dois vórtices se transformam num maior.
Ota e Norita (1978)	Geometria: Túnel de vento; Placa lisa com o escoamento sobre as duas faces com $h=2 \times 10^{-2}$ m, $b=0,1$ m e $c=0,4$ m. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}'v'$ com AFQ Condições: $Re_H = 2,4 \times 10^4$	O comprimento de mistura de Prandtl e a escala de comprimento da k foram estimados na CL após a ZC. A turbulência e a tensão de corte turbulenta atingem um máximo em pontos localizados mais além do que o comprimento da placa. Na região de recuperação a tensão de corte turbulenta é proporcional à k , apesar da dispersão de resultados.
Kiwa e Sasaki (1983)	Geometria: Placa; $h=2 \times 10^{-2}$ m, $b=0,2$ m e $c=0,5$ m. $AR = 10$; $x_R/H = 10,1$ Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, $\bar{u}'v'$ com AFQ e sensores de filme, Δp e p' com transdutor de pressão. Condições: $Re_H = 2,6 \times 10^4$ Fluido: AR	Os turbilhões de grande escala têm origem na bolha de separação com uma frequência de cerca de $0,6U_\infty/x_R$. No cimo desses vórtices regulares existe grande instabilidades acompanhadas por um movimento ondulante da CM perto da linha de separação, originando flutuações no tamanho da bolha. A distância longitudinal dos vórtices é estimado em $(0,7-0,8)x_R$ e a sua velocidade de convecção é cerca de $0,5U_\infty$ na ZC.
Cherry <i>et al</i> (1984)	Geometria: Túnel de vento com placa lisa; $h=3,81 \times 10^{-2}$ m; $b=0,1$ m e $c=0,4$ m, Medições $\bar{U}$, $\bar{u}^2$ com AFQ. C_p e C_p' Escoamento sobre ambas as faces. Visualização com fumo. Condições: $Re_H = 30 \div 3,2 \times 10^4$	A formação da CM e de C_p' divide-se em 3 efeitos distintos mas relacionados: 1) Perto da separação domina um movimento de baixa frequência de C_p' associada aos tempos característicos de relaxação de uma para outra ejeção. 2) Numa zona de transição até 60% da ZRC onde a CM cresce com relativo isolamento aos efeitos da ZC, com crescimento linear das frequências características e espessura da CM. 3) Uma zona em que o desenvolvimento da CM está relacionada com a ZC.

AFQ - Anemómetro de fio quente; b - Largura; c - Comprimento; CL - Camada limite; CM - Camada limite; ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação; δ_0 - Espessura da camada limite.

C_p' - Coeficiente das flutuações da pressão; h - Altura; p' - Flutuação da pressão; ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação; δ_0 - Espessura da camada limite.

Tabela 1.8 (Cont.)

Referência	Experiência	Características principais
Castro e Haque (1987) 1ª parte	Geometria: Túnel de vento; $0,77 \times 0,62$ m contendo duas placas. Uma placa com $h=5 \times 10^{-2}$ m e $b=6 \times 10^{-3}$ m perpendicular ao escoamento contendo a meio outra placa com $h=3 \times 10^{-3}$ m e $c=0,875$ m Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$, $\bar{u'v'}$, $\bar{u'w'}$, $\bar{v'w'}$ com anemômetro de fio pulsado, ΔP Condições: $Re = (1,49 - 1,81 - 2,29) \times 10^4$	Medições das tensões de Re demonstraram estrutura da turbulência nas CM de escoamentos separados diferem dos encontrados nas CM planas entre dois escoamentos. Em particular todas as tensões normais crescem monotonicamente quando se aproxima a ZC, sendo sempre muito mais altas que nas CM planas. Qualquer efeito de estabilização da curvatura das linhas de corrente são fracas comparadas com os efeitos de reentrada de fluido proveniente da ZRC.
Castro e Haque (1988) 2ª parte	Idêntico a Castro e Haque (1987)	A turbulência do escoamento livre conduzem a um aumento do movimento oscilatório (flapping) da CM após a separação, originando elevadas tensões de Reynolds através de toda a camada. O facto de o comprimento de recirculação ocorrer mais cedo significa que v'^2 não pode crescer tão alto como poderia na ausência de turbulência de escoamento livre.
Simpson (1991)	Geometria: Superfícies planas ou com pouca curvatura e degrau.	A estrutura dos escoamentos na ZRC junto à parede é muito diferente entre superfície plana e degrau. O escoamento inverso na direcção do degrau é caracterizado por baixa velocidade média e turbulência de grande intensidade, em conjugação com uma estrutura de grandes escalas na região da CM.

b - Largura; c - Comprimento; CM - Camada de mistura; C_p - Coeficiente de pressão; h - Altura; LDA - Anemómetro laser-Doppler; ZC - Zona de colagem;

ZRC - Zona de recirculação

Tabela 1.9- Escoamentos de fluidos Newtonianos em degrau (Estudos numéricos).

Referência	Experiência	Características principais
Hung e Macagno (1966)	Geometria: Expansão súbita bidimensional. $Re=2$; Condições: $Re = 0 \div 333$ Equações de Navier Stokes na forma discretizada para escoamento viscoso em 2 métodos diferentes	Cálculo directo da solução de estado estacionário e aproximação assintótica para a solução n'estacionária utilizando diferenças finitas. Os valores máximos de vorticidade não estão na linha de separação mas no escoamento principal, diminuindo gradualmente a partir da ZC até à parede onde se anula.
Macagno e Hung (1967)	Geometria: $d=2,1 \times 10^{-2}$ m, $D=4,2 \times 10^{-2}$ m, $c=0,2413$ m $Re=2$; $x_R/H=1,76$ ($Re=200$) Condições: $Re=0 \div 200$ Foi utilizado o modelo explícito das diferenças finitas numa expansão súbita axissimétrica.	O estudo das características dinâmicas do escoamento após o degrau indicou que o papel principal do vórtice situado na ZRC, é ajudar a formar o escoamento através de ligeiras trocas de energia cinética.
Abe <i>et al</i> (1994 a)	Geometria: Degrau; $Re=1,5$ e $1,67$; x_R/H (vários casos): Cálculos: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\overline{u'v'}$, k Condições: $Re_H=150 \div 4,6 \times 10^4$.	Proposta de modificação no modelo $k-\varepsilon$ de baixo Re onde é introduzida a escala de velocidades de Kolmogorov $u_\tau = (\nu \varepsilon)^{1/4}$ e alteradas algumas constantes. As quantidades médias e turbulentas foram satisfatoriamente calculadas. O x_R calculado apresenta valores bastante aproximados com os experimentais.
Hong <i>et al</i> (1994)	Geometria: Degrau; $H=3 \times 10^{-2}$ m; $c=0,6$ mm; $Re=1,67$. Cálculos: $\bar{U}$, $\bar{V}$, k , Nu ; T ; C_f Condições: $Re_H=2 \times 10^4$. Fluido: Ar. Foi utilizado o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ com uma função de parede, e o programa Teach modificado.	A variação da temperatura concentra-se numa pequena região perto da parede aquecida, a taxa de transferência de calor prevista é sensível à selecção da primeira malha perto da parede. Os resultados indicaram que a CL determina um aumento do C_f e o aquecimento antes do degrau faz aumentar o Nu .
Yim <i>et al</i> (1994)	Geometria: Degrau; $H=3 \times 10^{-2}$ m, $b=0,6$ m; $Re=1,67$ Cálculos: $x_R/H=6,91$ (caso 1 e 2) e 7 (Caso 3 e 4) $\bar{U}$, $\bar{V}$, k , Nu , T e C_f Condições: $Re_H=2 \times 10^4$ Fluido: Ar	O modelo RNG $k-\varepsilon$ com o código Fluent CFD é utilizado para simular o escoamento e a transferência de calor. A transferência de calor mostra que é mais dependente da distância do primeiro ponto da malha junto à parede que as variáveis do escoamento do fluido.

b Largura; *c* - Comprimento; C_f - Coeficiente de fricção; CL - Camada limite; Nu - Número de Nusselt; ZC - Zona de colagem.

Tabela 1.9 (Cont.)

Referência	Experiência	Características principais
Abe <i>et al</i> (1994 b)	Geometria: Degrau; $RE=1,2$ e $1,25$ Cálculos: $\bar{U}$, u'^2 , $\bar{v}^2$, k , T , T' , St e Pr Condições: $Re_H=5,1 \times 10^3$ (K), 13×10^3 e 28×10^3 (calor) Fluido: Ar	Proposta de modificação no modelo $k-\varepsilon$ para baixos Re , onde é introduzida a escala de velocidade de Kolmogorov $u_\tau = (\nu \varepsilon)^{1/4}$, com alteração de algumas constantes. A previsão de transferência de calor em escoamentos separados é impossível sem boas previsões do campo do escoamento junto à parede na ZRC. Na ZC o balanço de energia turbulenta é totalmente diferente do escoamento na CL.
Drikakis, D.(1997)	Geometria: Expansões súbitas planas simétricas; $RE=1,2$; $1,4$ e $1,6$ Condições: $Re=34 \div 10^3$ A assimetria do escoamento foi verificado por comparação de vários esquema de discretização até 4ª ordem de exactidão, assim como vários métodos iterativos de resolução.	Os resultados revelaram que o escoamento permanece simétrico até um certo Re dependendo da RE , enquanto a assimetria aparece a altos Re . Os cálculos indicaram que o Re crítico da simetria diminui quando RE aumenta.

CL - Camada limite; Pr - Número de Stanton; St - Temperatura média; T - Temperatura média; T' - Flutuação da temperatura; ZC - Zona de colagem;
ZRC - Zona de recirculação.

Tabela 1.10- Escoamentos Newtonianos em expansões súbitas axissimétricas (Estudos numéricos).

Referência	Experiência	Características principais
Badekas e Knigt (1992)	Geometria: Expansão súbita axissimétrica; $RE=6$. Cálculos: x_R , intensidade relativa e localização do centro da ZRC Condições: $Re_d = 50 \div 200$ Fluido: Água.	Soluções numéricas das equações de Navier Stokes foram obtidas para fluido incompressível utilizando o algoritmo SIMPLE. Foram obtidas soluções exactas do campo do escoamento. Os resultados estendem a gama de soluções numéricas para além de $RE=4$. A ZRC é linear e função de Re para os valores ensaiados.
Nesic <i>et al</i> (1992)	Geometria: Expansão súbita axissimétrica; $d=0,02$ m; $D=4 \times 10^{-2}$ m; $c=0,4$ m; $RE=2$. Cálculos: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, k . Condições: $Re=2,1 \times 10^4 \div 1,3 \times 10^5$. Fluido: Água. Transferência de massa de um escoamento turbulento com ZRC simulado com o modelo LRN $k-\varepsilon$ EVM.	Foram obtidos bons resultados em toda a gama, sem qualquer alteração no modelo das equações de transporte e turbulência. Baixo valor no transporte de turbulência na sub-camada viscosa, insignificante sob o ponto de vista hidrodinâmico, mas importante na difusão da transferência de massa.
Ma <i>et al</i> (1994)	Geometria: Expansão súbita axissimétrica; $RE=2,1$ Cálculos: C_f , Nu e Sh . $Re_p=500$ glicerina; $0 \div 950$ silicone ($D_c 200-10cS$). As equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia foram discretizadas pelo método de interpolação quadrático a montante e resolvido pelo algoritmo SIMPLE de Patankar.	Num escoamento pulsatório a transferência de calor é máxima na ZRC enquanto a tensão de corte é mínima para perfis de velocidade uniforme. Para perfis de velocidade parabólicos o ponto máximo de transferência de calor move-se para montante. A taxa de deformação na parede na CM varia muito com o escoamento pulsatório, mas a transferência de calor permanece constante.
Oliveira e Pinho (1997)	Geometria: $d=9,5 \times 10^{-3}$ m; $RE=1,2$ e $2,6$ Cálculos: C_p e $x_R/H=23$ Condições: $Re_d=1 \div 225$ (perfil desenvolvido) Fluido: Água Utilizando do método de volumes finitos baseado em esquemas de diferenciação de segunda ordem.	Os valores do C_p calculados apresentam diferenças relativamente aos valores teóricos e são devidos: 1) diferença entre as perdas de pressão devido à fricção na parede actual e totalmente desenvolvida. 2) distorção do perfil de velocidade antes do degrau. 3) pressão não uniforme actuando no plano da expansão.
Oliveira, Pinho e Schulte (1998)	Geometria: $RE=1,5 \div 4$ Cálculos: C_p e x_R/H Condições: $Re: 0,5 \div 200$ Fluido: Água	Este estudo é um desenvolvimento do trabalho de Oliveira e Pinho (1997). Determinaram uma correlação empírica para prever os valores de C_p e x_R/H em regime laminar para $0,5 < Re < 200$ com erros inferiores a 5%, excepto para $25 < Re < 100$ onde os erros poderão atingir os 7%.

c - Comprimento; CM - Camada de mistura; C_f - Coeficiente de fricção; C_p - Coeficiente de pressão; Nu - Número de Nusselt; Sh - Número de Sherwood;
ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação

Tabela 1.11- Escoamentos Newtonianos com obstáculos (Estudos numéricos).

Referência	Experiência	Características principais
Pereira e Durst (1988)	Geometria: $H = 5 \times 10^{-3}$ m, $RE = 1,96$ Obstáculo: 5×10^{-3} m Expansão súbita: $RE = 2$ Cálculos: $\bar{U}$, $\bar{V}$ Condições: $Re_H = 50 \div 10^3$	Os esquemas QUDS ou CSUDS são mais exactos que o esquema de diferenças finitas a montante. Para escoamentos não estacionários o uso de discretização temporal implícita de primeira ordem com o QUDS apresenta soluções simples e precisas.
Dimaczek <i>et al</i> (1989 a)	Geometria: Canal de água; $5 \times 10^{-2} \times 0,6$ m com obstáculos $0,2 \leq x/H \leq 2$ a toda a largura. Cálculo: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$, k , e Δp Condições: $Re_H = 5 \times 10^3 \div 5 \times 10^4$.	Foi usada a aproximação de volumes finitos para resolver as equações 2-D da continuidade e quantidade de movimento. O algoritmo SIMPLE de Patankar e Spalding foi usado para determinar Δp . Os resultados de k do modelo de turbulência $k-\varepsilon$ são baixos e os gradientes de $\bar{U}$ inferiores ao do escoamento experimental.

Tabela 1.12- Escoamentos de fluidos não-Newtonianos em jactos (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
White D. A. (1967)	Geometria: Ejector; $d=4 \times 10^{-3}$ m. Câmara: $0,4 \times 10^{-4}$ m ² secção e $h=0,75$ m. Medições: $\bar{U}$ com tubo de Pitot. Condições: $Re_\delta = (3,4 \div 6,47) \times 10^4$. Fluido: Água, guar gum (75 e 150 ppm), polyox P301 (50 e 100 ppm) e hidroxietil celulose (200 ppm).	As características dos perfis de velocidade, assim como uma variação linear da velocidade no eixo com o inverso da distância a partir da saída do jacto são semelhantes para todos os fluidos ensaiados. Verificou-se um aumento do ângulo de saída do jacto axissimétrico para o polyox, mas não para os outros aditivos.
Barker (1973)	Geometria: jacto com duas entradas: bocal convergente e tubo longo normal. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$ e espectro de frequência com LDA. Condições: $Re = (5 \div 50) \times 10^3$. Fluido: Solução aquosa de 50 ppm de polyox WSR-301.	Para um bocal convergente: A adição de polímeros não afecta $\bar{U}$ ou $\bar{u}^2$. Para um tubo longo normal: O polímero reduz a velocidade no eixo e aumenta os níveis de turbulência no início do jacto.
Hoyt <i>et al</i> (1974)	Geometria: Ejectores; $d=3,2 \times 10^{-3}$ m, $d=6,35 \times 10^{-3}$ m e $d=1,27 \times 10^{-2}$ m. Medições: Fotografias do escoamento. Condições: $Re_\delta = (2,9 \div 35) \times 10^4$. Fluido: Soluções aquosas de polyox WSR-301 (0, 10, 50, 200 e 2000 ppm).	A formação de gotas no jacto é inibida para soluções com baixa concentração de polímero. Para altas concentrações de polímero (>200 ppm) há lugar à formação de filamentos constituídos por gotas. O efeito do polímero é reduzir, amortecer ou eliminar perturbações de pequena escala na superfície do jacto, e amplificando movimentos de grande escala.
McComb <i>et al</i> (1977)	Geometria: Malha geradora de turbulência. Medições: $\bar{U}$ e $\bar{u}^2$ com LDA e visualização do escoamento. Fluido: Soluções aquosas até 1.000 ppm de polyox WSR-301.	A turbulência e a sua taxa diminuem com o polímero. A baixas concentrações não são detectadas diferenças no espectro de energia. Quando a concentração aumenta verifica-se uma diminuição do espectro de potência na gama de dissipação. Supressão de estruturas de turbulência a concentrações superiores a 100 ppm.
Usui e Sano (1980)	Geometria: Jacto axissimétrico. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$ Cinefilme de alta velocidade e traçador de partículas. Condições: $Re = 2 \times 10^4$. Fluido: Soluções aquosas de 50 a 200 ppm de óxido de polietileno (PEO Alcox E160).	O polímero aumenta o comprimento do escoamento potencial. Os turbilhões tornam-se mais alongados na direcção longitudinal. Sugere que a supressão da turbulência está relacionada mais com a dissipação do que com a produção de turbulência.

LDA - Anemómetro laser-Doppler.

Tabela 1.12 (Cont.)

Referência	Experiência	Características principais
Berman e Hung Tan (1985)	Geometria: Jacto axissimétrico. Medições: $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{u}^2$ e $\bar{v}^2$ com LDA. Condições: $Re = 10^4$ (água), $7,5 \times 10^3 - 8 \times 10^3$ (polyox) e $2,4 \times 10^3 - 4,2 \times 10^3$ (poliacrilamida hidrolizada-PAM). 25.100 ppm de polyox WSR 301 em água e 25 a 100 ppm de PAM em água.	Para soluções de polyox, e em relação à água: Atraso na saída do jacto e supressão de turbilhões de pequena escala. $\bar{u}^2$ é aumentada, $\bar{v}^2$ é amortecida e a taxa de diminuição do jacto é reduzida. Para soluções de PAM, e em relação à água: A taxa de diminuição do jacto é menor que com polyox. $\bar{v}^2$ é reduzida em todo o jacto. Os turbilhões de grande escala são alongados na direcção longitudinal. $\bar{u}'\bar{v}'$ diminui mais que $\bar{u}^2$ e $\bar{v}^2$ significando que as flutuações não são justamente turbulência.
Koziol e Glowacki (1989)	Geometria: Ejectores; $d = 2,3 \times 10^{-3}$ e $d = 4,0 \times 10^{-3}$ m. Câmara: $1,5 \times 10^{-4}$ m ² de secção e $c = 0,60$ m. Medições: $\bar{U}$, $\bar{v}^2$, ΔP e τ_w . Condições: $Re_f = (3 - 12,75) \times 10^3$. Fluido: Sol. aq. de polyox WSR-301 (0, 25, 50 e 100 ppm).	Os perfis da $\bar{U}$ das soluções de polímero são mais estreitos que os da água devido ao atraso a atingir a turbulência. Existe redução de arrasto de cerca de 80%, que está relacionado com a orientação das macro-moléculas no campo hidrodinâmico. O perfil da pressão depende da concentração do polímero. Existe um amortecimento da turbulência especialmente na direcção transversal do jacto axissimétrico.
Jordan <i>et al</i> (1992)	Geometria: $d = 6,04 \times 10^{-3}$ m. $x/d = 402$. Câmara: 150 mm ² de secção e $c = 1,500$ mm. Medições: $\bar{U}$ com LDA. Condições: Regime laminar. Fluido: Sol. aq. de separan AP30 (0,025; 0,05 e 0,1%).	Foram efectuadas medições de um jacto axissimétrico de soluções pseudoplásticas, em paralelo com estudos teóricos utilizando um método implícito de diferenças finitas. O modelo reológico da série de potências apresenta melhor concordância com os dados experimentais que o modelo da lei de potência. As medições efectuadas não indicaram influência da pseudoplasticidade na diminuição da $\bar{U}$ máxima do jacto.

c- comprimento; LDA - Anemómetro laser-Doppler.

Tabela 1.13- Escoamentos de fluidos não-Newtonianos em expansões súbitas axissimétricas (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Halmos e Boger (1975)	Geometria: $d = 25,4 \times 10^{-2}$ m, $D = 5,08 \times 10^{-2}$ m, $c = 1,5$ m $Re = 2$ Medições: $\bar{U}$ e x_R com fotografia Condições: $Re_g = 6,7 \div 159$ Fluido: Soluções aquosas de methocel 90HG	Comparação entre medições experimentais e valores numéricos do comprimento da ZRC apresenta diferenças de 7%. Excelente concordância da velocidade média axial entre os valores experimentais e os valores numéricos.
Pak <i>et al</i> (1990)	Geometria: $d = 9,53 \times 10^{-3}$ m, $D = 25,4 \times 10^{-2}$ m, $c = 0,8382$ m $Re = 2,66$ Medições: x_R por coloração dos fluidos e fotografia Condições: $Re_d = 10 \div 3,5 \times 10^4$ (perfil uniforme) Fluidos: Água, sol. aq. de caropol 934 (5.000, 10.000 e 15.000 ppm), separan AP-273 (200, 500 e 1.000 ppm)	Em regime laminar a ZRC dos fluidos viscoelásticos é mais curta que para fluidos Newtonianos, e diminui com o aumento da sua concentração para igual Re . Em regime turbulento a ZRC dos fluidos viscoelásticos é 2 a 3 $\times$ maior que a da água, aumentando com a concentração. Isto é devido à elasticidade das soluções que suprimem o movimento dos turbilhões e controla o comportamento da CM e a ZRC. A ZRC para os fluidos puramente viscosos é quase a mesma que a da água.
Pak <i>et al</i> (1991)	Geometria: $d_f = 9,1 \times 10^{-3}$ m, $d_z = 6,64 \times 10^{-3}$ m, $D = 12,62 \times 10^{-3}$ m, $c = 3,05$ m, $Re_f = 1,39$; $Re_z = 1,9$ Medições: $\bar{Q}$ e ΔP (com transdutor de pressão) Condições: $Re_{dz} = 4,84 \times 10^3 \div 107 \times 10^3$ Fluido: Sol. aq. de separan AP-273 (200, 500 e 1.000 ppm)	O C_p para as soluções de polímero é menor que para a água, o qual pode ser atribuído à elasticidade do polímero reduzindo a dissipação de k . O C_p é quase independente do Re para a água, enquanto aumenta com o Re para os fluidos viscoelásticos. Para ambos os fluidos C_p aumenta muito com a Re . A flutuação da pressão é atenuada após a ZC para a água, e aumenta bastante para o separan.
Castro O. (1994) e Castro e Pinho (1995)	Geometria: $d = 2,6 \times 10^{-2}$ m, $D = 4 \times 10^{-2}$ m, $c = 0,404$ m $Re = 1,538$, $x_R/H = 8,7$ (água); $x_R/H = 8$ a $8,65$ (tylose) Medições: $\bar{U}$, u'^2 , v'^2 , w'^2 com LDA e ΔP com transdutor de pressão Condições: $Re_d = 1,78 \times 10^5$ (água), 7.600, 7.950 e $1,22 \times 10^4$ (tylose) Fluidos: Água, sol. aq. de tylose MH 10000K (0,4 e 0,5%)	Os resultados mostram que apesar dos fluidos não-Newtonianos serem constituídos por moléculas de baixo peso molecular e de elasticidade indetectável em ensaios reométricos, apresentam um campo turbulento diferente do de fluidos Newtonianos, fenômeno associado à elasticidade elongacional. Constatou-se que a ZRC da tylose é semelhante à da água, com $x_R/H = 8,7$, mas a turbulência radial e tangencial máxima foram reduzidas em cerca de 30 e 14%, respectivamente, e a componente axial em cerca de 7%.
Escudier e Smith (1999)	Geometria: $d = 2,6 \times 10^{-2}$ m, $D = 4 \times 10^{-2}$ m, $c_{up} = 11,43$ m, $c = 13,4$ m. $Re = 1,538$, $x_R/H = 9,7$ (50%), $x_R/H = 8,54$ (XG), Medições: $\bar{U}$, u'^2 , v'^2 , w'^2 com LDA e ΔP com transdutor de pressão Fluido: água/glicerina a 50%, sol. aq. de XG a 0,2%	Observaram diferenças na estrutura da turbulência. As distribuições das três componentes da energia cinética turbulenta para os fluidos pseudoplásticos viscoelásticos são inferiores quando comparados com os fluidos Newtonianos.

c - Comprimento; CM - Camada de mistura; C_p - Coeficiente de pressão; LDA - Anemômetro laser-Doppler; XG - Goma de xantano; ZC - Zona de colagem; ZRC - Zona de recirculação

Tabela 1.14- Outros escoamentos não-Newtonianos relevantes (Estudos experimentais).

Referência	Experiência	Características principais
Hibberd <i>et al</i> (1982)	Geometria: 2 escoamentos com diferentes velocidades separados por uma placa. Medições: $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{u}'v'$ com LDA. Visualização da CM. Condições: $Re = 10^4$ (separan) e 5×10^4 (água) Fluido Água e separan AP30 (50ppm).	A adição de 50 ppm de separan à água faz aumentar os turbilhões na CM turbulenta, com a diminuição da turbulência de pequena escala.
Kwade (1982)	Geometria: Camada de mistura. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$ com LDA. Condições: $= 4 \times 10^4$ (água), $1,2 \times 10^4$ (separan). Fluidos: Soluções aquosas de 50 ppm de poliacrilamida. (separan) e 33,5% glucose em água.	Os polímeros aumentam a intensidade e tamanho das macro-estruturas da turbulência mas as micro-estruturas são fortemente atenuadas. Crescimento lento da espessura da camada de mistura. Diminuição na intensidade das mais baixas flutuações longitudinais da turbulência.
Pinho e Whitelaw (1991)	Geometria: $d = 2,5, 4 \times 10^{-3}$ m; $d_p = 1,8 \times 10^{-2}$ m. Medições: $\bar{U}$, $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$, $\bar{w}^2$ com LDA. ΔP com transdutores de pressão. Condições: $Re_p = 220 \div 1,38 \times 10^5$ Fluido: Água, água/glicerina e soluções aquosas de CMC (0,1; 0,2; 0,3 e 0,4%)	O escoamento de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos mostram que para $Re < 50.000$ há diminuição da ZRC e amortecimento das tensões normais. Para $Re < 25.000$, a ZRC alonga-se, diminuindo a turbulência com o aumento da concentração do polímero. Para $Re = 8.000$ o valor máximo de k é 35% e 45% mais baixa que para a água, no caso das soluções de 0,2 e 0,4% de CMC.

CM - Camada de mistura; LDA - Anemômetro laser-Doppler; ZRC - Zona de recirculação.

Tabela 1.15- Escoamentos não-Newtonianos (Estudos numéricos).

Referência	Experiência	Características principais
Halmos <i>et al</i> (1975)	Geometria: $d = 25,4 \times 10^{-3}$ m, $D = 5,08 \times 10^{-2}$ m, $RE = 2$ Cálculos: $\bar{U}$, $\bar{V}$, x_r Condições: $Re_g = 0 \div 150$ Fluido: Methocel 90 HC	As equações de movimento foram resolvidas usando um método Implícito Direção Alternativa. Foram investigados 2 modelos: "Stream tube-real tube" e real tube-real tube. A célula secundária produzida junto ao degrau tem um efeito amortecedor na desaceleração do escoamento. O tamanho da célula secundária aumenta com Re a constante índice da lei de potência.
Perera e Walters (1977) 1ª Parte	Geometria: Em forma de L e T Efeito da alta elasticidade em escoamento de líquidos viscoelásticos, utilizando modelos reológicos implícitos. Comparação através de métodos numéricos entre líquidos elásticos e inelásticos com a mesma viscosidade	A elasticidade trabalha contra a inércia reduzindo a queda de pressão causada por mudanças bruscas na geometria e reduz a influência da geometria.
Perera e Walters (1977) 2ª Parte	Geometria: Expansão/contracção/expansão Razão: 3 : 1 : 3	Comparações entre resultados para líquidos inelásticos com líquidos Newtonianos, não apresentam diferenças significativas devido à sua pseudoplasticidade. As diferenças encontradas por outros autores são devidas ao método usado para comparar previsões para líquidos pseudoplásticos e líquidos de viscosidade constante. Foi demonstrado que a elasticidade reduz o tamanho do vórtice numa expansão súbita.
Miranda J. (1999)	Geometria: $d = 9,5 \times 10^{-3}$ m, $D = 24,7 \times 10^{-2}$ m, $RE = 2,6$ Cálculos: x_R , C_p . Utiliza o modelo reológico da lei de potência Condições: $Re = 0,1 \div 300$	O comprimento de recirculação diminui quando n diminui, e não depende de Re quando este é inferior a 1. O coeficiente de perda de carga localizado apresenta uma variação linear para $Re < 30$, e assume um valor constante para $Re > 30$. Quando n diminui o C_p aumenta para $Re < 30$. Para $Re > 30$ C_p diminui quando n diminui.

c - Comprimento; ZRC - Zona de recirculação

CAPÍTULO 2: -METODOLOGIA EXPERIMENTAL

2.1-INTRODUÇÃO

Este capítulo descreve a instalação experimental, os equipamentos, os métodos de medida e estima as incertezas nas medições de viscosidade, pressão e velocidade.

A próxima secção descreve o equipamento experimental utilizado na caracterização reológica dos fluidos não-Newtonianos e a instalação experimental onde foram efectuados os ensaios hidrodinâmicos. As características estáticas e dinâmicas dos equipamentos de medida utilizados nos ensaios dos capítulos 4 e 5, nomeadamente os transdutores de pressão e o anemómetro laser-Doppler, são apresentados nas secções 2.4 e 2.5, respectivamente e a análise de incertezas na secção 2.6. O capítulo termina com um resumo dos principais aspectos e características da instalação de fluidos e dos equipamentos de medida.

2.2- REOLOGIA DOS FLUIDOS

2.2.1- VISCOSIDADE DE CORTE (VISCOMÉTRICA)

A caracterização reológica efectuou-se num reómetro electrónico da Physica, modelo Rheolab MC100 dispondo de um sistema universal de medida UM/MC e de um banho termostático Viscotherm VT, que permite controlar a temperatura a menos de 0,1°C.

O aparelho vem equipado com dois programas que permitem controlar e adquirir dados nos ensaios de rotação nos regimes permanente e transiente (caso do ensaio de fluência) e também no ensaio de oscilação. No primeiro caso, o software Physica permite controlar o aparelho fixando a taxa de deformação ou a tensão, sendo possível utilizar como sistema de medida várias geometrias: duplos cilindros concêntricos (figura 2.1), cone-prato ou prato-prato. A taxa de deformação máxima é de 4.031 s^{-1} para o primeiro sistema e de 5.230 s^{-1} para os outros dois, sendo as correspondentes tensões de corte máximas de 67,4, 1.528 e 16.297 Pa respectivamente, sendo limitado inferiormente, por questões de precisão, a uma tensão da ordem de 1% do valor máximo.

No caso vertente, e dada a baixa viscosidade viscométrica dos fluidos envolvidos, todos os ensaios foram efectuados com a geometria de duplos cilindros concêntricos Z1-DIN definida na norma DIN 54453 com controlo por tensão entre 0,1 e 1 Pa, tendo a taxa de deformação variado entre $0,02 \text{ s}^{-1}$ e 900 s^{-1} , consoante a viscosidade dos fluidos; para taxas de deformação mais elevadas optou-se pelo controle da taxa de deformação entre 10 s^{-1} e 4.031 s^{-1} .

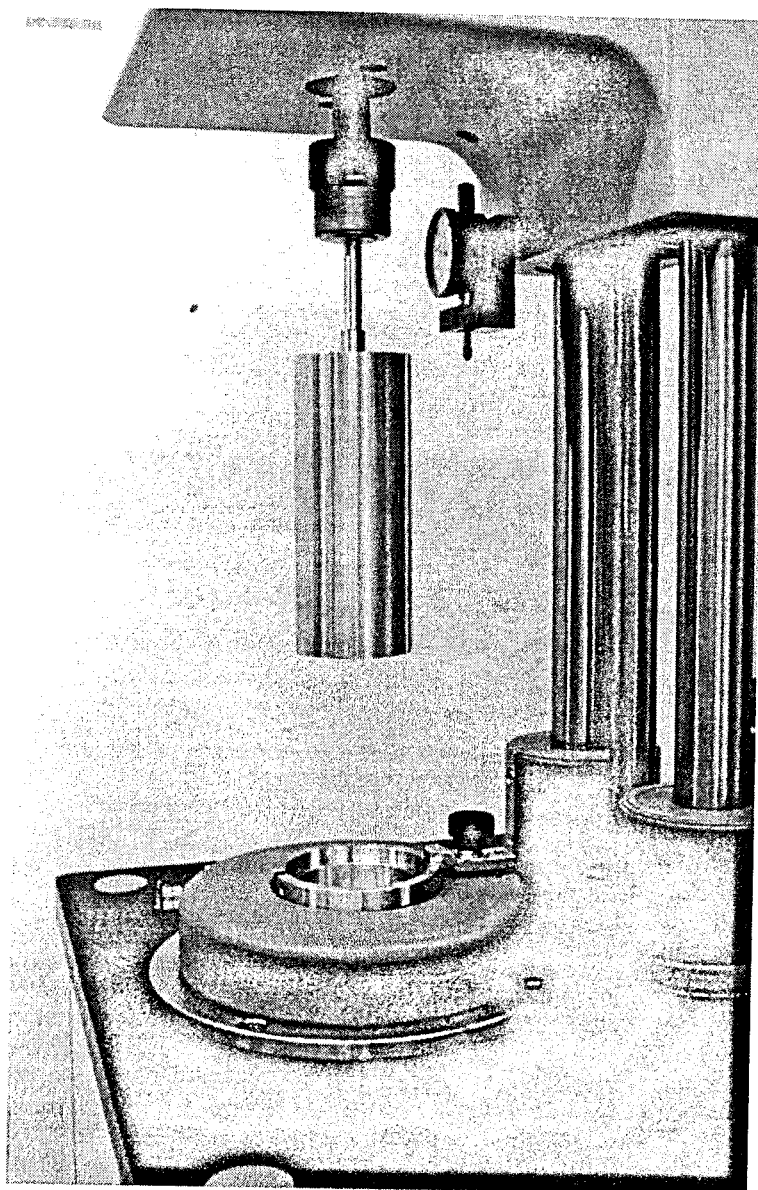


Figura 2.1- Fotografia do reómetro com o sistema de medida de duplos cilindros concêntricos.

2.2.2- ENSAIO DE FLUÊNCIA

O teste de fluência também pode ser realizado neste aparelho, obtendo-se desta forma alguma informação sobre o comportamento elástico, nomeadamente um tempo característico de reacção do fluido a solicitações transitórias. Neste ensaio aplica-se subitamente uma pequena tensão de corte constante à amostra e observa-se a respectiva resposta em deformação

ao longo do tempo. O teste vai-se repetindo para diferentes valores de tensão, que são progressivamente superiores.

A figura (2.2) (Pinho, 1990) apresenta o comportamento típico de vários materiais perante um ensaio de fluência: assim, quando se aplica uma tensão constante a um material puramente elástico (figura 2.2-a), a resposta obtida é uma deformação constante que ocorre em simultâneo com o esforço (figura 2.2-b), enquanto que para um fluido puramente viscoso a deformação aumenta com o tempo a uma taxa constante (figura 2.2-c). Finalmente, se o fluido for viscoelástico a linearidade só ocorre após algum tempo durante o qual se dá a adaptação da componente elástica, isto é, após ter sido armazenada elasticamente alguma da energia fornecida (figura 2.2-d). Neste caso, após um tempo superior ao de relaxação o fluido comporta-se como viscoso, pois é nos regimes transitórios que os fenómenos de elasticidade se manifestam.

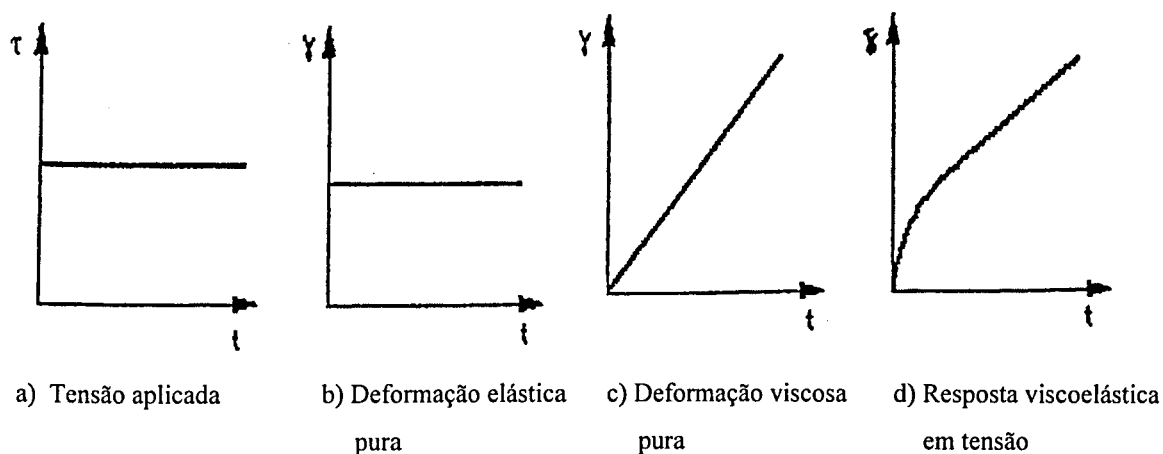


Figura 2.2- Resposta em deformação no teste de fluência segundo Bird et al (1987).

2.2.3- ENSAIO OSCILATÓRIO

Um ensaio que também permite a determinação de algumas características elásticas é o teste de oscilação que pode ser efectuado com o software OS 300 no reómetro da Physica. A amplitude de deformação pode variar desde 1 até 6.000 mrad e a frequência entre 0,001 e 100 Hz, dependendo da viscosidade das soluções. Este teste permite medir a viscosidade dinâmica complexa (η^*), em que a razão das suas componentes real e imaginária (η'/η'') é proporcional à razão entre as componentes das tensões viscosa e elástica.

Os testes oscilatórios convencionais envolvem a aplicação de deformação livre, ou forçada oscilatória, em escoamentos de tracção ou de corte. A amostra está contida entre um cone e uma placa, ou entre dois cilindros concêntricos, e as oscilações forçadas e harmónicas de baixa amplitude, em torno do eixo de uma das geometrias, são transmitidas pela amostra à outra geometria cujo movimento é limitado por um fio de torção. Mede-se a razão entre as amplitudes dos movimentos das duas superfícies e o seu desfasamento relativamente à tensão aplicada, determinando-se a partir destas quantidades a forma como a viscosidade varia com a frequência (figura 2.3).

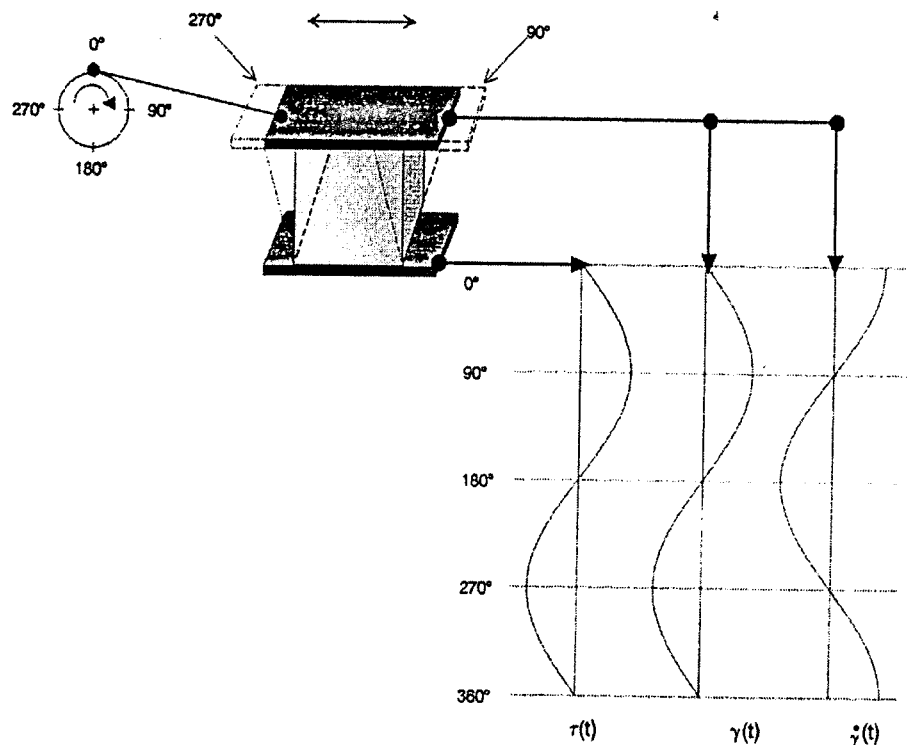


Figura 2.3- Esquema de um ensaio oscilatório

2.3- INSTALAÇÃO HIDRODINÂMICA

2.3.1- DESCRIÇÃO GERAL DA INSTALAÇÃO HIDRODINÂMICA

A instalação experimental onde foram efectuados os ensaios hidrodinâmicos está esquematicamente representada na figura (2.4), sendo constituída por duas partes principais em tubo vertical de cobre de 26 mm de diâmetro interno: a linha de saída da bomba centrífuga

(ESPA-Water point center 1,7 kW ligada a um variador de frequência modelo SAMI GS da ABB-Brown Boveri), onde o fluido circula na direcção ascendente, e a linha de retorno para o tanque de recolha, de capacidade igual a 100 litros, onde está montada a secção de teste e onde o escoamento é descendente. O circuito percorrido pelo fluido é fechado, a secção de teste encontra-se 35 diâmetros a montante do reservatório e o escoamento é controlado por três válvulas sendo uma delas uma válvula de derivação. A válvula colocada entre a secção de teste e o reservatório, possibilita o controlo do caudal e permite manter pressões superiores à pressão atmosférica no interior da instalação, evitando-se assim entradas de ar indesejáveis para o sistema. A fim de eliminar a componente tangencial da velocidade, e assegurar um rápido desenvolvimento do escoamento na conduta descendente quer em termos de valores médios, Schlichting (1968), quer em termos de valores turbulentos, foram instalados favos de 100 mm de comprimento a 90 diâmetros a montante da secção de teste. No troço ascendente da conduta da instalação foi incorporado, a 15 diâmetros da perturbação mais próxima (a junção em T que conduz à válvula de derivação), um fluxímetro electromagnético modelo Mag Master da ABB Kent-Taylor. A capacidade de medição de caudal volumétrico do fluxímetro varia entre 0 e 5 l/s com uma precisão de 0,04% em toda a gama. A incorporação do variador de frequência no circuito eléctrico permite que em qualquer momento o valor monitorizado do caudal possa ser obtido com uma variação inferior a $\pm 0,3\%$.

Para testar a precisão do fluxímetro, efectuaram-se medições do perfil de velocidade média na secção de teste num escoamento de água, utilizando a anemometria laser-Doppler tendo os caudais medidos no caudalímetro variado dentro de 1% relativamente ao caudal determinado por integração do perfil de velocidade axial. O sinal de saída do fluxímetro foi enviado para um microprocessador 386 para posterior tratamento estatístico através de uma placa de aquisição de dados Metrabyte DAS 8 e de um multiplexador ISO-4, ambos fabricados pela Keithley.

Toda a instalação foi suportada por uma estrutura "Speedlock" da F. Ramada e a conduta foi ancorada à estrutura por um conjunto de tirantes reguláveis que possibilitavam o seu alinhamento.

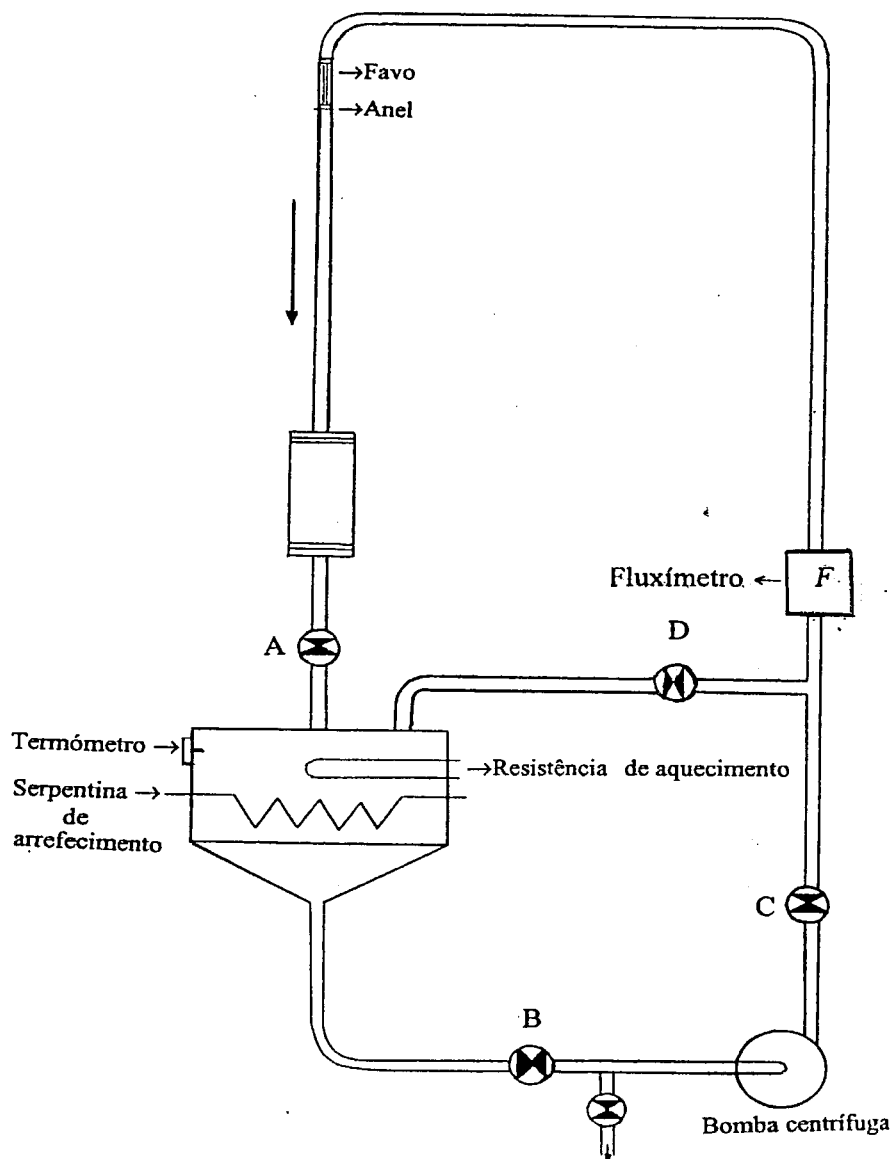


Figura 2.4- Representação esquemática da instalação experimental.

2.3.2- DESCRIÇÃO DETALHADA DAS SECÇÕES DE TRABALHO

Na instalação experimental descrita na secção anterior podem ser montadas três secções de teste diferentes e que estão representadas na figura (2.5), nas quais se apresentam também os respectivos sistemas de coordenadas. Todas as secções de trabalho foram maquinadas em polimetilmetacrilato transparente, vulgarmente designado por perspex, com superfícies exteriores planas devidamente polidas, para reduzir a difracção dos feixes de luz durante a medição das velocidades com anemómetro laser-Doppler.

A secção de trabalho A tem uma secção exterior quadrada com lado igual a 50 mm, um furo interior de diâmetro interno igual a 26 mm e um comprimento de 232 mm. Uma conduta de cobre de 26 mm de diâmetro interno e 900 mm de comprimento, juntamente com uma válvula (válvula A), foi colocada a jusante da secção de teste para conduzir o escoamento em direcção do reservatório.

Para se poderem efectuar medições rigorosas da queda de pressão estática foram maquinadas quatro tomadas de pressão de 0,5 mm de diâmetro interno distanciadas de 65 mm entre si, ficando a primeira localizada a montante da secção de teste. Foram medidos gradientes longitudinais de pressão idênticos entre qualquer conjunto de duas tomadas de pressão consecutivas, assegurando-se assim que a ligação entre o tubo de cobre e a secção de teste estava bem feita, dentro da tolerância construtiva de $\pm 10 \mu\text{m}$, não sendo também detectável qualquer anomalia no escoamento. Isto, juntamente com idênticos perfis de velocidade média medidos em duas secções diferentes, no interior da secção de teste como descrito em Pereira (1993), confirmou que o escoamento estava perfeitamente desenvolvido.

A secção de trabalho B, de secção exterior quadrada com lado igual a 62 mm, é constituída por um troço inicial cilíndrico de 26 mm de diâmetro interno com 50 mm de comprimento que faz a ligação à conduta de cobre descendente do mesmo diâmetro. Ao troço inicial cilíndrico segue-se uma expansão súbita de 26 para 40 mm definindo uma razão de expansão de 1,538. A conduta de 40 mm tem um comprimento de 430 mm e a jusante da secção de teste foi também colocada uma conduta de cobre de 40 mm de diâmetro interno e 700 mm de comprimento, juntamente com uma válvula (válvula A), para conduzir e controlar o escoamento em direcção do reservatório. Existem dezoito tomadas de pressão de diâmetro igual a 0,5 mm a jusante da expansão, e duas a montante distanciadas de 130 mm entre si. Uma destas duas tomas de pressão está localizada na conduta de cobre e a segunda toma de pressão encontra-se na secção de teste, a 13 mm a montante do degrau sendo usada como referência. As primeiras 12 tomadas de pressão a jusante da expansão estão distanciadas de 13 mm entre si, ficando a primeira a 13 mm do degrau, permitindo obter perfis longitudinais de pressão com algum detalhe, seguindo-se então as últimas 6 tomadas de pressão que estão separadas por uma distância de 26 mm entre si.

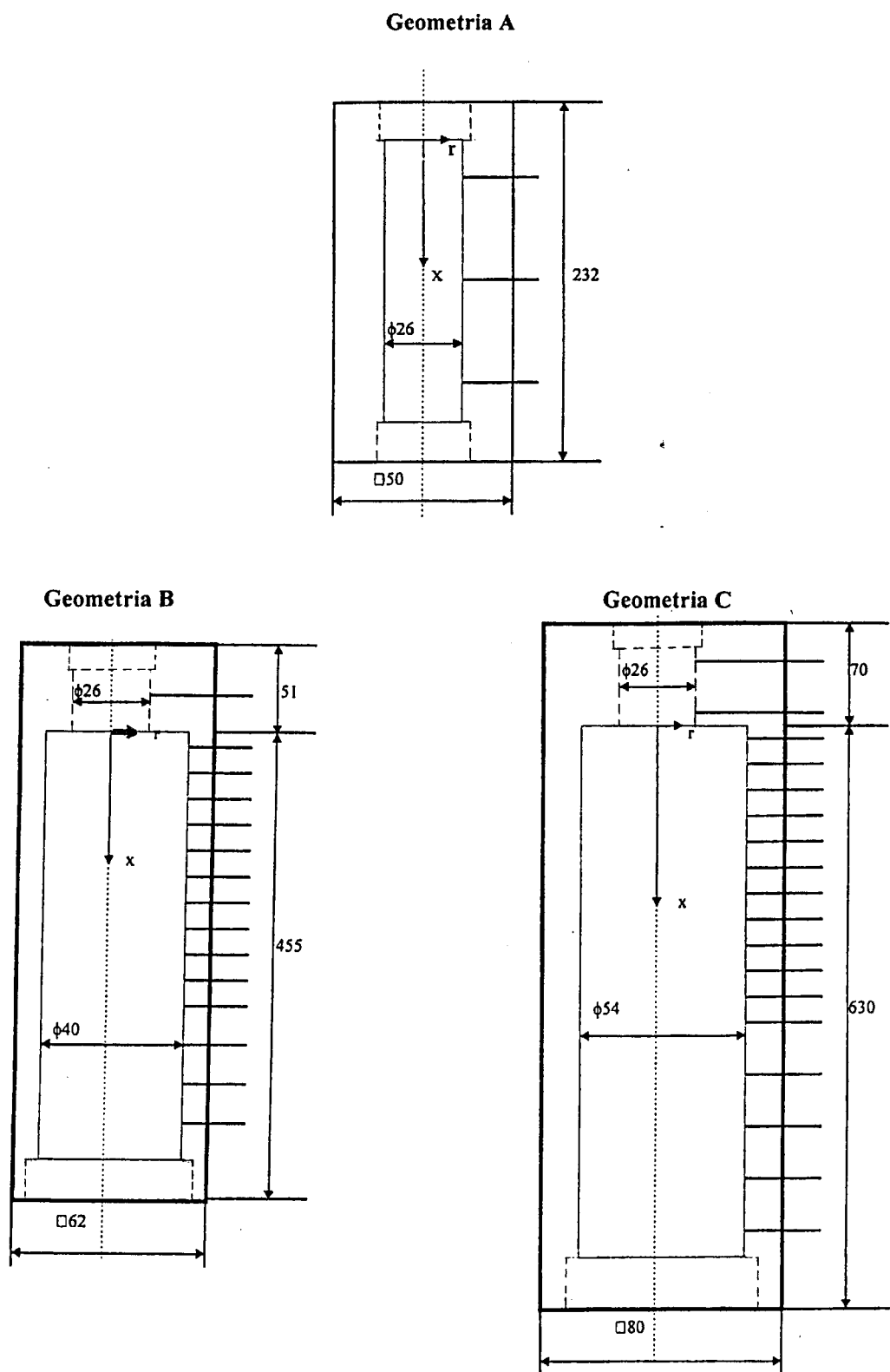


Figura 2.5 Representação esquemática das secções de teste, suas dimensões e sistemas de coordenadas. Geometria A - secção constante. Geometria B - expansão súbita de $RE = 1,538$. Geometria C - expansão súbita de $RE = 2$.

A secção de trabalho C, de secção exterior quadrada com lado igual a 80 mm, é constituída por um troço inicial de 26 mm de diâmetro interno com 70 mm de comprimento que faz a ligação à conduta de cobre descendente do mesmo diâmetro. Ao troço inicial cilíndrico segue-se uma expansão súbita de 26 para 52 mm, definindo uma razão de expansão de 2. A conduta de 52 mm tem um comprimento de 630 mm e a jusante da secção de teste foi colocada uma conduta de 52 mm de diâmetro interno e 500 mm de comprimento, juntamente com uma válvula (válvula A), para conduzir e controlar o escoamento em direcção do reservatório. Na secção de trabalho existem vinte e oito tomadas de pressão de diâmetro igual a 0,5 mm a jusante da expansão, e duas a montante. As duas tomas de pressão encontram-se na secção de teste a 13 e a 26 mm a montante do degrau sendo a tomada mais próxima do degrau usada como referência. As primeiras 12 tomadas de pressão a jusante da expansão estão distanciadas de 13 mm entre si, ficando a primeira localizada a 13 mm do degrau, por forma a permitir obter perfis longitudinais de pressão com algum detalhe, seguindo-se as últimas 17 tomadas de pressão que estão separadas por uma distância de 26 mm entre si.

2.4- MEDIÇÃO DA VARIAÇÃO DE PRESSÃO

A variação de pressão foi medida simultaneamente com dois transdutores diferenciais de pressão, modelos P305D-S20 e P305D-S24 da Validyne sendo os seus sinais de saída enviados para o mesmo computador através da mesma placa de aquisição de dados utilizada na medição dos caudais.

Para facilitar as medições da diferença de pressão entre diferentes tomas foi construído um painel de selecção com várias válvulas. Com este sistema é também possível otimizar o valor a ler pelo transdutor de modo a que este opere sempre com razoáveis diferenças de pressão positivas, bem dentro da gama de operação óptima dos instrumentos, o que permite uma melhor precisão nas medições.

As ligações entre as tomadas de pressão e os transdutores foram cheias com água da rede de modo a evitar a contaminação das membranas sensoras pela solução de polímero, e de cada vez que o sistema de medida da pressão era aberto para limpeza era necessário proceder à sua recalibração. Todas as medições de variação de pressão foram corrigidas devido à diferença da massa específica entre a água e os fluidos, a qual nunca ultrapassou 9 kg/m^3 . Era importante assegurar que não havia ar nas ligações desde as tomadas de pressão até às

membranas do transdutor, de modo a garantir uma boa resposta às variações ou oscilações de pressão e uma leitura de pressão sem erros. O ar actua como um amortecedor pneumático, diminuindo seriamente a resposta em frequência do sistema de medida, a qual no caso presente não era preocupante, além de que pode absorver alguma da variação de pressão por compressão do ar. Os transdutores de pressão foram calibrados em intervalos periódicos utilizando um sistema de água desionizada esquematicamente representado na figura seguinte.

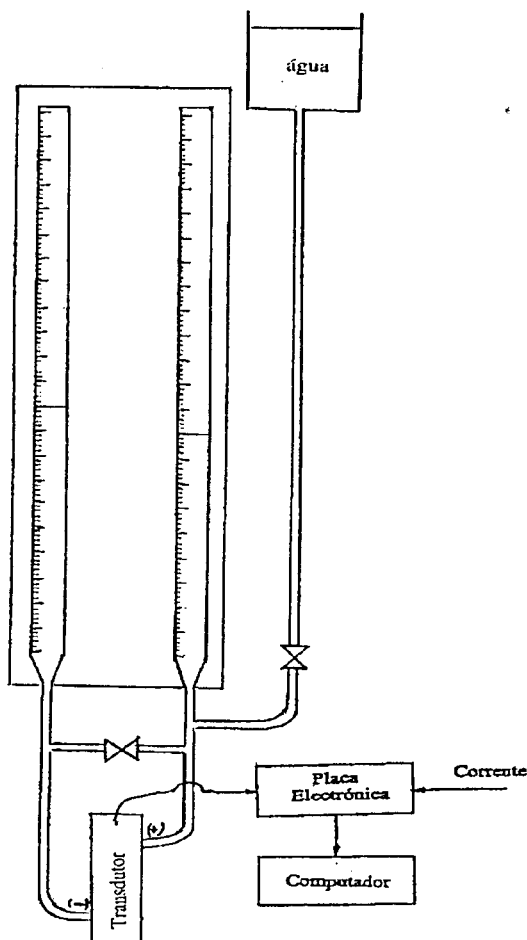


Figura 2.6 Esquema do calibrador dos transdutores de pressão.

2.5- CARACTERÍSTICAS DO ANEMÓMETRO LASER-DOPPLER

A medição de perfis de velocidade média e turbulenta pressupõe a utilização de velocimetria de resposta rápida de que são exemplo os anemômetros de fio quente e laser-Doppler. No caso particular dos fluidos não-Newtonianos é de todo recomendável a não

utilização de sondas intrusivas uma vez que o campo de velocidades e tensões é influenciado pela reologia dos fluidos, sobretudo pela elasticidade, alterando-se as curvas de calibração, Metzner e Astarita (1967). Além disso, sabe-se também que no caso particular de soluções de polímeros ocorre a sua deposição na sonda, tornando-se a curva de calibração dependente do tempo como foi mostrado por Chung e Graebel (1972). Pode-se pois concluir que a anemometria laser-Doppler é o sistema mais indicado para este tipo de medições devido ao seu carácter não intrusivo e à sua boa capacidade de resposta em frequência, como está bem documentado em Durst *et al* (1981) e Drain (1980).

O anemómetro utilizado, o modelo em fibra óptica DFLDA da INVENT, é constituído por uma fonte laser de díodo de comprimento de onda igual a 827 nm e 100 mW de potência e possui duas células de Bragg, que permitem introduzir uma diferença de frequência no sinal, que no caso vertente foi de 3 MHz. Na sonda de 30 mm de diâmetro (S-30) foi montada uma lente frontal de distância focal igual a 100 mm, e o esquema do anemómetro é mostrado na figura (2.7).

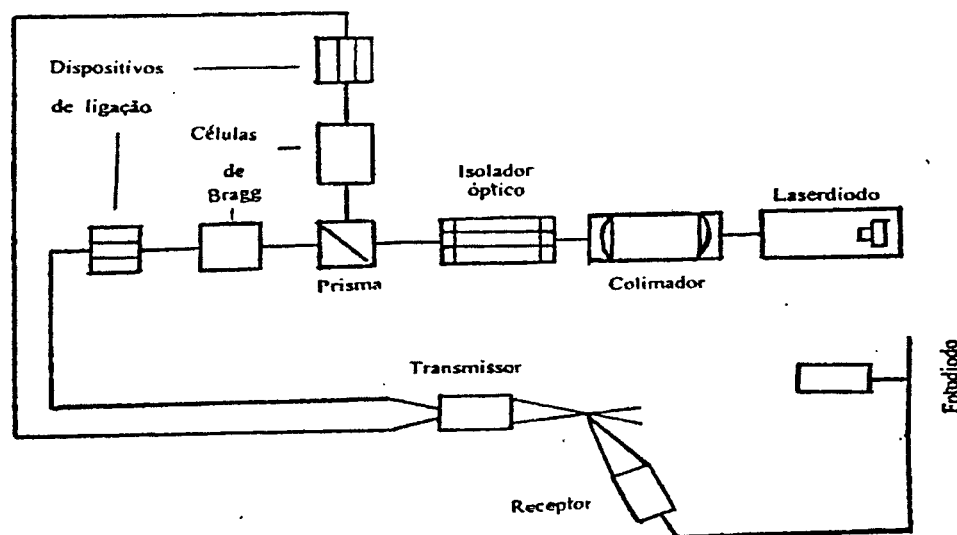


Figura 2.7- Esquema do velocímetro laser-Doppler.

A luz dispersa pelas partículas de fluido foi captada por um fotodíodo na direcção directa (forwardscatter). O sinal Doppler foi processado num contador digital, modelo TSI 1990C da TSI Inc., para remoção do pedestal e ruído de alta frequência num filtro passa-banda, modelo 1994C da TSI Inc.. A monitorização do sinal num osciloscópio digital, modelo

PM 3335 de 60 MHz da PHILIPS, permitiu otimizar a sua qualidade por selecção adequada da tensão de alimentação do fotodiodo, frequências do filtro passa-banda e ganho do processador. O anemómetro está descrito detalhadamente em Stieglmeier e Tropea (1992) e as suas principais características são apresentadas na tabela (2.1). O sinal medido foi posteriormente tratado estatisticamente num computador, com processador 80386 e coprocessador matemático onde os valores do código binário gerados pelo contador eram convertidos e processados para permitir o cálculo da média de conjunto e da raiz média quadrada das flutuações da velocidade, pelo programa LDV da DOSTEK. A transmissão de dados entre o contador e o computador foi efectuada pela placa de interface 1400A da DOSTEK. Para assegurar uma elevada confiança estatística nas medições da turbulência, o tempo de intervalo entre amostras Δt , foi fixado perto da escala de tempo integral do escoamento L_t definido por Lumley (1970), de acordo com a equação seguinte.

$$\Delta t \approx L_t \approx \frac{D}{\bar{U}_o} \quad (2.1)$$

onde D e $\bar{U}_o$ são o diâmetro da conduta e a velocidade média no eixo, respectivamente. Usando a correspondente frequência de amostragem de cerca de 30 Hz, e um tamanho de amostragem de 4.000 leituras foram atingidos aceitáveis tempos de medida e precisão. O contador operou em modo de simples medição por cada sinal de partícula, aceitando realizações uma vez em cada 1/30 s, proporcionando igual número de valores de baixa e alta velocidade. Esta técnica permite reduzir o erro sistemático associado ao maior número de leituras de alta velocidade que se obtém se ele não for utilizado.

Tabela 2.1- Características do anemómetro laser-Doppler.

Comprimento de onda do laser	827 nm
Potência do laser	100 mW
Metade do ângulo entre os dois raios laser no ar	3,68
Comprimento do volume de controle na água (intensidade e^{-2})	
eixo menor	37 μm
eixo maior	550 μm
Distância entre franjas	6,44 μm
Desvio da frequência utilizado nas medições	3,0 MHz

2.6- ANÁLISE DE INCERTEZAS

2.6.1- CONSIDERAÇÕES GERAIS

Os termos exactidão e precisão utilizam-se muitas vezes como sinónimos, se bem que realmente tenham significados muito distintos. A exactidão refere-se à diferença entre o valor medido e o valor exacto e a precisão refere-se à reprodutibilidade das medidas e ao número de algarismos significativos dos distintos valores. Os erros podem dividir-se em dois grandes grupos: erros determinados e erros indeterminados. Os primeiros são aqueles cuja grandeza se pode determinar, pelo menos teoricamente, enquanto que os erros indeterminados são aqueles cuja grandeza não se pode estabelecer. Os erros determinados também se chamam erros fixos, sistemáticos ou constantes e não afectam a precisão e os segundos são conhecidos como erros aleatórios ou de precisão. O erro total (ι_x) é pois a soma do erro sistemático (ϕ_x) e do erro de precisão (π_x), e em cada medição será diferente uma vez que:

$$\iota_x = \phi_x + \pi_x \quad (2.2)$$

Os erros sistemáticos poderão ser devidos a erros do instrumento, causados por uma calibração inadequada ou um ajuste defeituoso do instrumento de medida, ou a erros de cálculo resultantes da utilização de equações menos apropriadas, não podendo ser reduzidos (alterados) por amostragem estatística.

Os erros de precisão manifestam-se pela variação das leituras sucessivas de uma grandeza, pelo mesmo observador e sob as mesmas condições, pelo que normalmente os procedimentos seguidos utilizam um grande número de leituras para conseguir um “valor óptimo”, por forma a minimizar o erro de precisão.

A determinação da incerteza total de uma medição requer a análise completa do sistema de medida, o conhecimento da incerteza de cada componente e a respectiva sensibilidade em relação à quantidade sob investigação. Consideremos um caso geral no qual um resultado experimental, r , é uma função de J variáveis X_i , obedecendo à equação de redução:

$$r = r(X_1, X_2, \dots, X_J) \quad (2.3)$$

De acordo com Coleman e Steele (1989), no procedimento da análise detalhada da incerteza investigaram-se as contribuições das fontes elementares de erros, obtendo estimativas do limite do erro sistemático e do limite do erro de precisão para cada uma das variáveis medidas, e usam-se as expressões da análise de incerteza para obter valores para o limite do erro sistemático (S_r) e para o limite do erro de precisão (P_r) do resultado experimental. A expressão para a propagação dos limites do erro sistemático de medições individuais sobre o resultado experimental é:

$$S_r = \sum_{i=1}^J \left(\theta_i^2 S_i^2 + \sum_{k=1}^J \theta_i \theta_k \rho_{ik} S_i S_k (1 - \delta_{ik}) \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

onde o delta de Kronecker é definido como

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & \text{para } i = k \\ 0 & \text{para } i \neq k \end{cases} \quad (2.5)$$

O coeficiente de correlação entre o erro sistemático em X_i e X_k é

$$\rho_{ik} = \rho_{ki} \quad (2.6)$$

e o coeficiente de sensibilidade absoluta é

$$\theta_i = \frac{\partial r}{\partial X_i} \quad (2.7)$$

A expressão da análise de incerteza para a propagação dos limites de precisão de medições individuais no resultado experimental, será:

$$P_r = \left[(\theta_1 P_1)^2 + (\theta_2 P_2)^2 + \dots + (\theta_J P_J)^2 \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

Ambos os limites são combinados na incerteza total do resultado através da expressão:

$$I_r = (S_r^2 + P_r^2)^{1/2} \quad (2.9)$$

Naturalmente que S_r e P_r devem ser determinados para o mesmo nível de confiança, que no caso vertente é de 95%. Usaremos sempre a expressão (2.9) e um grau de confiança de 95% em todas as determinações.

Todos os limites do erro sistemático elementar que possam ter significado devem ser estimados, através de uma combinação do tipo raiz soma quadrada, para obter o limite do erro sistemático de cada variável medida. Para a variável J influenciada por erro sistemático, a partir de M fontes de erro elementar significativas,

$$S_J = \left[(S_J)_1^2 + (S_J)_2^2 + \dots + (S_J)_M^2 \right]^{1/2} \quad (2.10)$$

Uma vez que forem estimados os limites do erro sistemático para cada uma das variáveis medidas na equação de redução (equação 2.3), o limite do erro sistemático para o resultado experimental é determinado a partir da expressão geral da análise de incerteza (equação 2.4).

Por outro lado, quando existem vários factores identificáveis causando erro de precisão numa variável medida, é muitas vezes desejável determinar o limite do erro de precisão através da equação (2.8) considerando as contribuições dos limites de precisão das fontes de erro elementar. Este procedimento é semelhante ao descrito para a determinação dos limites do erro sistemático. Assim, para a variável J influenciada por erro de precisão, a partir de M fontes de erro elementar significativas,

$$P_J = \left[(P_J)_1^2 + (P_J)_2^2 + \dots + (P_J)_M^2 \right]^{1/2} \quad (2.11)$$

Finalmente, a incerteza total do resultado é determinada através da equação (2.9).

Para obter o valor da propriedade X_J a partir de uma amostra de N leituras, recorre-se ao estimado valor médio (equação 2.12) e desvio padrão da amostra, também conhecido por (índice de precisão da amostra) (equação 2.13) que vêm dados por:

$$\overline{X_J} = \frac{\sum_{j=1}^N x_j}{N} \quad (2.12)$$

$$\sigma_{A(X_J)} = \left[\frac{\sum_{j=1}^N (X_j - \bar{X}_J)^2}{N-1} \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

Um parâmetro estatístico de interesse é o índice de precisão da média da amostra $\bar{X}_J$. Suponhamos que obtemos seis séries de observações de $N = 50$ leituras cada, na medição de uma propriedade cuja população segue uma função Gaussiana de probabilidade, com a média μ e o desvio padrão da população σ_p e que o valor médio para cada uma das seis séries de observações é calculado pela equação (2.12). Certamente, não esperamos que os seis valores médios sejam iguais. De facto, as médias das amostras são normalmente distribuídas com a média μ e o desvio padrão da população

$$\sigma_{p(\bar{X}_J)} = \sigma_p / \sqrt{N} \quad (2.14)$$

As implicações desta relação são muito importantes. Um modo de diminuir a componente aleatória da incerteza no valor medido é realizar muitas leituras e determinar a sua média. O inverso da raiz quadrada da relação (2.14) indica que para reduzir duas vezes $\sigma_{p(\bar{X}_J)}$, são requeridas quatro vezes mais leituras.

Assim, como o desvio padrão da população σ_p é desconhecido, temos de usar o índice de precisão da média da amostra como estimador de σ_p , o qual é definido como:

$$\sigma_{A(\bar{X}_J)} = \sigma_{A(X_J)} / \sqrt{N} \quad (2.15)$$

onde $\sigma_{A(X_J)}$ é o índice de precisão da amostra de N leituras dada pela equação (2.13).

Para uma distribuição Gaussiana de uma propriedade X com um valor médio da população μ e um desvio padrão da população σ_p , a probabilidade de uma nova leitura X_i cair dentro do intervalo $\pm 1,96\sigma_p$ da média, com um grau de confiança de 95%, pode ser escrito como:

$$\text{Prob} \left(\mu - 1,96 \frac{\sigma_p}{\sqrt{N}} \leq \overline{X}_J \leq \mu + 1,96 \frac{\sigma_p}{\sqrt{N}} \right) = 0,95 \quad (2.16)$$

Normalmente não conhecemos σ_p , mas a precisão de uma amostra de um número finito de N leituras $\sigma_{A(x)}$, que é só uma estimativa do valor de σ_p . Comparando a equação (2.13) com a distribuição do desvio padrão da população σ_p

$$\sigma_p = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (X_j - \mu)^2 \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

o valor de $\sigma_{A(x)}$ aproxima-se de σ_p quando o número de N leituras de uma amostra se aproxima do infinito. Portanto, a equação (2.16) virá escrita como:

$$\text{Prob} \left(\mu - t \frac{\sigma_{A(X_J)}}{\sqrt{N}} \leq \overline{X}_J \leq \mu + t \frac{\sigma_{A(X_J)}}{\sqrt{N}} \right) = 0,95 \quad (2.18)$$

onde t é um coeficiente da distribuição que depende do número finito de N leituras. Para um grau de confiança de 95% o valor de t só se aproxima do valor Gaussiano de 1,96 quando N se aproxima do infinito. Na prática, para um grau de confiança de 95% devemos usar para $N > 30$ o valor de $t = 2,00$.

Quando o valor de uma variável é (ou deveria ser) determinada como a média ($\overline{X}_J$) de N leituras separadas, então deverá ser usado o limite da precisão da média da amostra:

$$P_{\overline{X}_J} = t \frac{\sigma_{A(X_J)}}{\sqrt{N}} \quad (2.19)$$

onde N , $\overline{X}_J$ e $\sigma_{A(x)}$ são o tamanho, a média e o índice de precisão da amostra, Coleman e Steele (1989).

2.6.2- MEDIÇÃO DA VISCOSIDADE

A incerteza total da medição da viscosidade dos fluidos não é limitada à incerteza das medições, mas inclui os efeitos da preparação dos fluidos, tais como as incertezas relacionadas com a pesagem dos vários aditivos e aquelas associadas com a operação de mistura das soluções.

As modernas balanças caracterizam-se por serem muito precisas podendo-se considerar as pesagens muito rigorosas, daí irrelevantes para a incerteza total. No entanto, o efeito do processo de mistura e a variabilidade da composição química de alguns aditivos é de difícil determinação e não serão aqui considerados. Neste trabalho só serão considerados erros relativos às medições reológicas.

As várias fontes de incerteza da viscosidade são identificadas abaixo e os seus valores apresentados e discutidos:

1) Apesar do progresso na electrónica, que tem conduzido ao desenvolvimento de técnicas avançadas na computação, os fabricantes de equipamento reológico insistem em utilizar aproximações simplificadas no tratamento da viscosidade viscométrica (η), a partir da medição da velocidade de rotação (ω) e do binário (M), em geometrias como a dos cilindros concêntricos onde a taxa de deformação entre eles não é constante. Em particular, os fabricantes assumem que o fluido tem uma viscosidade constante a partir do qual a seguinte relação entre o binário e a velocidade de rotação é obtida:

$$\eta = \frac{M}{4\pi L \omega r_o^2 \left[\frac{\varepsilon^2}{1 - \varepsilon^2} \right]} \quad (2.20)$$

Nesta equação r_o é o raio interior do cilindro exterior do reómetro, $\varepsilon = r_i / r_o$ e L é a profundidade do cilindro.

Para geometrias de cilindros concêntricos de larga abertura, ou quando os fluidos exibem uma grande variação de viscosidade com a taxa de deformação, o erro pode ser grande. A principal razão é o facto de para fluidos não-Newtonianos o experimentalista normalmente ignorar a lei de viscosidade e portanto não conhecer a relação correcta entre as várias quantidades. No entanto, apesar de frequentemente os viscosímetros apresentarem

valores de viscosidade quando o binário está sendo medido, e que é possível porque eles usam a equação (2.20) todos os valores devem ser processados *a posteriori*, num processo iterativo bem explicado por Walters (1975).

Embora o tipo de fluido em investigação seja normalmente desconhecido, a gama de taxas de deformação dentro do espaço anular entre os cilindros concêntricos tende a ser pequena: assim, seguindo o modelo da lei de potência de Ostwald De Waele, a equação (2.20) virá agora reescrita como:

$$\eta = \frac{Mn}{4\pi L \omega r_o^2} \times \left[\frac{1 - \varepsilon^{2/n}}{\varepsilon^{2/n}} \right] \quad (2.21)$$

A geometria Z1-DIN de cilindros concêntricos foi a utilizada nas medições de viscosidade. É uma geometria muito precisa e sensível, com uma abertura anular muito pequena, para que a variação da taxa de deformação seja pequena e o resultado da incerteza irrelevante. Os resultados calculados deste erro sistemático ($S_{\eta_{mod}}$) foram de 0,97 e 5,7% para fluidos com um índice de lei de potência n de 0,7 e 0,28, respectivamente;

2) Durante as medições a temperatura da amostra varia cerca de 0,0325°C, que pode ser observado no painel do aparelho. Para a maior parte dos fluidos e para a água a variação da viscosidade é de cerca de 3%/°C, representando um erro sistemático (S_{η_t}) da viscosidade de 0,1%;

3) No entanto, a temperatura introduz uma grande incerteza através do sistema de controle do banho termóstato. O operador controla a temperatura através de interruptores e monitores de informação num painel o qual só tem uma casa decimal, isto é, existe uma incerteza de $\pm 0,05^\circ\text{C}$ na regulação da temperatura e na leitura. Então, assumindo os 3%/°C como a variação da viscosidade com a temperatura, isto conduz a um erro sistemático ($S_{\eta_{tt}}$) final da viscosidade de 0,15%;

4) Outra fonte de incerteza de magnitude irrelevante é introduzida pela conversão analógica-digital dos valores enviados pelo reómetro ao computador. De acordo com o

manual, o micro-computador que processa os valores enviados pelo reómetro introduz um erro sistemático ($S_{\eta ad}$) de 0,01%;

5) De acordo com as especificações do fabricante, a incerteza do sensor do binário é de $\pm 0,1\%$ do valor máximo da tensão, mas só garantem uma incerteza de $\pm 1\%$ ao longo do tempo, devido a alterações do sistema de calibração. No entanto, se for feita periodicamente a calibração do zero e do valor máximo do reómetro e não existir qualquer alteração nesse valores ao longo do tempo, isso fornece uma indicação de que não haverá um desvio significativo da calibração. Estes valores referem-se a tempos de amostragem de 60 s, os quais representam tamanhos de 600 amostras, uma vez que o software mede 10 valores por segundo.

O reómetro foi calibrado à saída da fabrica em Janeiro de 1994 e foi sempre utilizado com grande cuidado pelos operadores. Considerando as recomendações do fabricante, a experiência obtida com o uso do instrumento, a repetibilidade dos testes periodicamente realizados e que as medições se realizam em 25 s (tamanho da amostra de 250), considera-se um erro de precisão ($P_{\eta b}$) da medição do binário em regime permanente melhor que 0,2% do valor máximo da tensão, o qual para a geometria Z1-DIN é da ordem de $\pm 0,135$ Pa para a tensão;

6) O controlador da velocidade é a última fonte de incerteza a contabilizar. O instrumento da Physica está equipado com um sensor de velocidade rápido e preciso e o software dá uma saída de 10 leituras por segundo, como para o binário. De acordo com o fabricante, a uma velocidade de rotação de 0,1 rpm o erro de precisão ($P_{\eta cont}$) do sensor da velocidade é cerca de $\pm 1\%$ da leitura, descendo para menos que $\pm 0,1\%$ nas leituras para velocidades maiores que 100 rpm.

Estes valores não se referem a simples leituras, mas a amostragens de 600 pontos, o que para os 250 valores dos nossos ensaios serão 1,6 e 0,16% da leitura para 0,1 rpm e acima de 100 rpm, respectivamente. Sendo uma percentagem da leitura, a incerteza é realmente muito pequena.

Todos os valores acima considerados têm de ser transformados em incertezas através das suas sensibilidades, os quais depois de propriamente combinados resultaram nas equações (2.22), (2.23) e (2.24). A sensibilidade depende da geometria, mas também da viscosidade do fluido. As simulações foram efectuadas para as soluções de 0,4% CMC e 0,25% goma de

xantano (XG) e os resultados são apresentados na tabela (2.2). Eles mostram que a incerteza total é dominada pelo termo relacionado com as medições do binário e que a viscosidade das soluções tem um papel crucial.

$$S_r = (\theta^2 S_{\eta_{mod}}^2 + \theta^2 S_{\eta_t}^2 + \theta^2 S_{\eta_u}^2 + \theta^2 S_{\eta_{ad}}^2 +)^{0,5} \quad (2.22)$$

$$P_r = (\theta^2 P_{\eta_b}^2 + \theta^2 P_{\eta_{cont}}^2)^{0,5} \quad (2.23)$$

$$I_{r\ total} = (S_r^2 + P_r^2)^{0,5} \quad (2.24)$$

A solução de goma de xantano é fortemente pseudoplástica com menores viscosidades que as da solução de CMC nas altas taxas de deformação e maiores viscosidades nas taxas de deformação mais baixas, explicando assim a maior incerteza a altas taxas de deformação e menor para as baixas taxas de deformação do que a solução de CMC. No entanto, o principal problema verifica-se nas medições a baixas taxas de deformação onde a incerteza é alta para ambas as soluções.

A evolução da incerteza das medições da viscosidade com controlo por taxas de deformação será semelhante aos valores apresentados na tabela (2.2) para controlo de tensão de corte, com as baixas taxas de deformação apresentando incertezas semelhantes à desses fluidos, da ordem de 30%.

Apesar da sua elevada incerteza, os resultados dos ensaios com controle de tensão para baixas taxas de deformação são fisicamente mais realistas que os obtidos com controlo da taxa de deformação, e daí a nossa preferência. Esta situação fica plenamente demonstrada na irregularidade dos valores de viscosidade patente nos gráficos de viscosidade viscométrica a baixas taxas de deformação apresentados no capítulo seguinte (figuras (3.4), (3.5) e (3.7)). O reómetro MC 100 é um instrumento controlado através da tensão de alimentação directamente a uma unidade electrónica em que o motor rapidamente produz um binário (tensão de corte). A velocidade é controlada por um sensor de velocidade o qual faz variar o binário até que a transmissão mecânica tenha atingido a velocidade pretendida.

Tabela 2.2- Medições do binário e incertezas totais do reômetro Physica MC 100 para as soluções aquosas de 0,4% CMC e 0,25% XG.

	0,4% CMC			0,25% XG	
$\dot{\gamma}$ (s ⁻¹)	S_{η}/η (binário)	I_{η}/η (total)	$\dot{\gamma}$ (s ⁻¹)	S_{η}/η (binário)	I_{η}/η (total)
3.300	0,3%	0,4%	1.660	1,4%	1,4%
1.040	0,4%	0,5%	1.040	1,8%	1,8%
105	1,4%	1,4%	105	4,7%	4,7%
10,4	6,2%	6,2%	10,4	9,4%	9,4%
1,2	36,8%	36,8%	1,2	20,6%	20,6%
0,7	56,6%	56,6%	0,7	25,0%	25,0%
			0,5	30,9%	30,9%

Em relação à incerteza estatística que o ensaio oscilatório apresenta na determinação da viscosidade dinâmica complexa, ela varia com a frequência de um modo irregular. Assim, o erro de precisão é da ordem de 12% no intervalo de frequência entre 0,5 e 1 Hz, diminuindo para cerca de 2% na frequência de 10 Hz apresentando o valor de 7,1% na frequência de 30 Hz. Para a determinação da incerteza estatística do ensaio oscilatório, este foi repetido 30 vezes para as mesmas condições de amplitude, ângulo de deformação, número de pontos e intervalo de frequências.

No ensaio de fluência a incerteza estatística varia inversamente com a tensão e com o tempo durante a qual é imposta ao fluido. Para tensões de 0,3 Pa o erro de precisão é cerca de 5% para um tempo de 0,10 s diminuindo para 2,67% aos 6 s. Com tensões impostas de 1 Pa, o erro de precisão apresenta 1,6% em 0,10 s e 0,53% ao fim de 6 s. Para a determinação da incerteza estatística do ensaio de fluência, este foi repetido 30 vezes para as mesmas condições de tempo, número de pontos e tensão aplicada.

2.6.3- MEDIÇÃO DA VARIAÇÃO DE PRESSÃO

As tomas de pressão podem alterar as condições fronteira e perturbar o escoamento no interior das condutas, introduzindo um erro nas medições. Este efeito pode ser minimizado com o uso de tomas de pequeno diâmetro. A incerteza depende ainda da reologia do fluido,

mas não do tamanho do orifício das tomas, e como as linhas de corrente dos fluidos viscoelásticos tendem a divergir do orifício das tomas aumenta assim a incerteza na medição da pressão. Novotny e Eckert (1973) observaram que, com escoamentos de fluidos viscoelásticos em regime permanente o erro de pressão é proporcional à primeira diferença das tensões normais, enquanto Higashitani e Lodge (1975) concluíram que para a determinação da tensão de corte a contribuição para a incerteza de pressão nos orifícios pode ser ignorada mesmo quando os fluidos são não-Newtonianos.

Durante as experiências foi observada uma deriva do zero da pressão que foi medida e tomada em consideração no cálculo da variação de pressão. A deriva era reversível, no sentido que se repetia na experiência seguinte, mas o erro de precisão ($P_{p\ der}$) provocado nunca ultrapassou 0,3 e 0,7% em toda escala para os transdutores S-20 e S-24, respectivamente.

A aplicação das equações (2.4) e (2.8) para a determinação da incerteza total na medição da pressão levou à identificação das seguintes fontes de incerteza para cada um dos transdutores utilizados:

1) $P_{p\ est}$, é a contribuição da estatística determinada através da equação (2.19) para uma amostragem de 2.450 amostras. O erro de precisão calculado para baixas e elevadas pressões foram de 0,046 a 0,0026% e de 0,16 a 0,0016% para os transdutores de pressão S20 e S24, respectivamente.

2) $S_{p\ ad}$ é a fonte de incerteza que é introduzida pela conversão de analógico para digital do sinal enviado pelos transdutores de pressão ao computador, e foi calculada de acordo com a gama de medida de cada um dos transdutores e do respectivo factor de conversão analógico-digital, tendo-se obtido um erro sistemático para baixas e elevadas pressões de 0,608 a 0,056% e de 1,56 a 0,103% para o S20 e S24, respectivamente.

3) $S_{p\ trans}$, é a contribuição da resolução mínima dos transdutores de pressão para a incerteza total. De acordo com as especificações do fabricante a precisão total dos transdutores diferenciais Validyne é melhor que $\pm 0,25\%$ em toda a escala, representando um erro sistemático para baixas e elevadas pressões de 3,14 a 0,29% e de 7,98 a 0,53% para os transdutores S20 e S24, respectivamente.

4) $S_{p\text{ cal}}$ é a incerteza inerente ao processo de calibração dos transdutores de pressão. Os transdutores de pressão foram calibrados em intervalos periódicos utilizando um sistema de água desionizada, com uma precisão de leitura de 0,5 mm H₂O em toda a gama de calibração. Então o erro sistemático de calibração para baixas e elevadas pressões foi de 3,92 a 0,36% e de 3,99 a 0,26% para o S20 e S24, respectivamente. Porque utilizamos a média dos valores da pressão medida nos dois transdutores para determinar o valor final da pressão, os erros de calibração foram correlacionados pela equação (2.25).

5) $S_{p\text{ orif}}$ é a contribuição para a incerteza total do erro de pressão do orifício. Todas as tomadas de pressão foram cuidadosamente furadas para terem a mesma geometria e diâmetro tendo sido tomados cuidados especiais para minimizar as diferenças entre as tomadas da secção de teste em perspex e as tomadas de pressão no tubo de cobre, por forma a minimizar o erro de orifício. No entanto, a qualidade da entrada do orifício é crítica especialmente para pequenas dimensões, porque pode alterar até cinco vezes a incerteza. Shaw (1960) e Franklin e Wallace (1970) quantificaram os erros da pressão por comparação de coeficientes de pressão a partir de orifícios de pressão e transdutores de pressão embutidos. A partir das suas correlações, para um orifício de 0,5 mm de diâmetro, como na presente instalação e para um escoamento de um fluido Newtoniano a um número de Reynolds de 134.000, o erro sistemático calculado foi de 1,5%. As medições de pressão foram efectuadas entre duas tomadas de pressão preparadas com muito cuidado e no mesmo material de modo a serem idênticas, na medida do possível. Neste caso existe uma tendência para que o erro de orifício seja minimizado e mesmo cancelado, sendo que o valor indicado poderá ser considerado como o valor de incerteza máxima (Gasljevic e Matthys, 1994).

Todos os valores acima referidos têm de ser transformados em incertezas através das suas sensibilidades, os quais depois de devidamente combinados resultaram nas seguintes expressões:

$$S_r = (\theta^2 S_{p\text{ der}}^2 + \theta^2 S_{p\text{ ad}}^2 + \theta^2 S_{p\text{ tran}}^2 + \theta^2 S_{p\text{ calS20}}^2 + \theta^2 S_{p\text{ calS24}}^2 + \theta^2 S_{p\text{ orif}}^2 + 2\theta\theta S'_{S20} S'_{S24})^{0,5} \quad (2.25)$$

$$P_r = (\theta^2 P_{p\text{ est}}^2)^{0,5} \quad (2.26)$$

$$I_{r\text{ total}} = (S_r^2 + P_r^2)^{0,5} \quad (2.27)$$

A incerteza total desde a mais baixa à mais elevada variação de pressão local variou entre 7,2% e 1,6%, respectivamente, e foram calculadas com a equação (2.27), sendo dominada pelo termo relacionado com a resolução mínima dos transdutores.

2.6.4-MEDIÇÕES DAS VELOCIDADES MÉDIA E TURBULENTA

2.6.4.1- Anemómetro laser-Doppler

Todos os elementos da cadeia de medida do anemómetro laser-Doppler contribuem para a incerteza total dos valores de velocidade média e turbulenta, que pode ser calculado pelas equações (2.4) e (2.8) e, de acordo com Bendat e Piersol (1986), são aplicáveis quer aos valores médios quer aos turbulentos.

De entre as várias fontes de incerteza que afectam as medições do anemómetro laser devem destacar-se as mais importantes (Durst *et al*, 1981), e que são as seguintes:

1) Alargamento do sinal (broadening) devido ao gradiente médio de velocidade e ao tamanho finito do volume de controlo; no caso vertente não existe, já que os dados experimentais deste trabalho foram corrigidos para este erro sistemático ($S_{v grad}$);

2) Erros sistemáticos ($S_{v pet}$) associadas a pequenas escalas de turbulência, que de acordo com Melling (1975) podem atingir, perto da parede, 4% do rms da velocidade;

3) Os efeitos da amplitude do sinal associado ao fotodetector e a sua relação com a velocidade das partículas introduzem um erro sistemático ($S_{v fot}$) máximo de 1 e 2,5% no cálculo da velocidade média e turbulenta, respectivamente de acordo com Vafidis (1985);

4) O erro de precisão ($P_{v est}$) associado à estatística para amostras de 4.000 pontos utilizadas nas medições da velocidade média axial é no máximo, segundo Yanta e Smith (1973) de 0,1 e 0,5% no eixo e junto à parede. Segundo a mesma fonte, o erro de precisão na raiz média quadrada da velocidade é de 2,2% para toda a conduta. No caso da velocidade média e turbulenta radial e transversal os valores da incerteza estatística encontrados foram de 0,1 e 2,2%, respectivamente em toda a conduta.

5) Para o caso de escoamentos predominantemente unidireccionais como é o caso presente, a exactidão da posição dos feixes do laser em relação ao plano do escoamento pode afectar as medições das componentes radial e tangencial, tendo o desvio dessa perpendicularidade sido inferior a $0,3^\circ$, o que se traduz num aumento da incerteza das componentes transversais devido à contribuição de 0,5% da velocidade axial e turbulenta. Os erros de precisão ($P_{v\ perp}$) das componentes radial e tangencial são iguais e é de 1,0 e 2,5% para as componentes média e turbulenta no eixo, e de 1,0 e 5,3% junto à parede.

6) Incerteza devido ao processamento do sinal Doppler pelo contador digital inerente ao relógio, cuja frequência de 250 MHz introduziu um erro de precisão ($P_{v\ rel}$) de $\pm 0,025\%$.

Tabela 2.3- Contribuições para a incerteza máxima da velocidade média.

Fonte de incerteza	Referência	Valor da incerteza	
		Sistemático	Precisão
Estatística de $\bar{U}$	Yanta e Smith (1973)		0,14 - 0,5%
Estatística de $\bar{V}$ e $\bar{W}$	“ “		0,4%
Determinação da média e efeitos de amplitude	Vafidis (1985)	1,0%	
Perpendicularidade dos feixes (para as componentes $\bar{V}$ e $\bar{W}$)			0,5% $\bar{U}$

Tabela 2.4- Contribuições para a incerteza máxima das velocidades turbulentas.

Fonte de incerteza	Referência	Valor da incerteza	
		Sistemático	Precisão
Determinação da média e efeitos de amplitude	Vafidis (1985)	2,5%(alta turbulência) $\times rms$	
Flutuações de pequena escala	Melling (1975)	4% $\times rms$	
Estatística	Yanta e Smith (1973)		2,2% $\times rms$
Perpendicularidade dos feixes (p/ as componentes $\bar{v}'^2$ e $\bar{w}'^2$)			0,5% $\times \sqrt{\bar{u}'^2}$
Precisão do relógio do contador	Manual do TSI 1990C		$\pm 0,025\%$

Todos os valores acima identificados têm de ser transformados em incertezas através das suas sensibilidades, os quais depois de devidamente combinados resultaram nas seguintes expressões para a velocidade média e para as flutuações da velocidade:

$$S_r = (\theta^2 S_{v_{grad}}^2 + \theta^2 S_{v_{pet}}^2 + \theta^2 S_{v_{fol}}^2)^{0,5} \quad (2.28)$$

$$P_r = (\theta^2 P_{v_{est}}^2 + \theta^2 P_{v_{perp}}^2 + \theta^2 P_{v_{rel}}^2)^{0,5} \quad (2.29)$$

$$I_{r_{total}} = (S_r^2 + P_r^2)^{0,5} \quad (2.30)$$

Como resultado destas contribuições, sumariadas nas tabelas (2.3) e (2.4) pode-se concluir que as incertezas máximas na medição da velocidade axial média e flutuante, com um grau de confiança de 95% medidas com a equação (2.30), são de 1,0 e 2,2% no eixo, respectivamente e de 1,1 e 5,2% na parede.

2.6.4.2- Incerteza posicional do anemómetro laser-Doppler

Para além das incertezas dos valores de velocidade média e flutuante há que considerar as incertezas na localização do volume de controlo em cada uma das três direcções. No entanto, existe um método de correcção do erro sistemático; representando graficamente o perfil de velocidades média axial, procede-se ao ajustamento da mesa de coordenadas que garanta a simetria do perfil. Este procedimento efectuou-se em todas as medições após a medição da componente axial de velocidade e antes da medição das outras duas componentes, sendo no entanto as correcções sempre inferiores a 150 μm . Note-se que este procedimento não afecta os valores da velocidade axial já que o efeito de refacção dos feixes do laser nas fronteiras ópticas curvilíneas foi levado em consideração nos cálculos da localização do volume de medição e factores de conversão frequência-velocidade, seguindo as leis ópticas (Durst *et al*, 1981), sendo que para esta componente da velocidade esse efeito é constante em todo o diâmetro da conduta. O mesmo já não se passaria se a correcção fosse feita após a medição de todas as componentes de velocidade, porque o correcto posicionamento do volume de controlo para a medição das componentes radial e tangencial pressupõe que não haja qualquer desvio relativamente ao eixo da conduta, além de que o factor de conversão para

as componentes transversais varia com a posição do volume de controlo. O anemómetro laser foi montado numa mesa com movimento nas três coordenadas e a ajuda de comparadores, sendo que os erros de precisão no posicionamento do volume de controle são sempre inferiores a 200 μm no plano horizontal (x e y) e a 150 μm para o posicionamento longitudinal (vertical) (tabela 2.5).

Tabela 2.5- Incerteza posicional máxima do anemómetro laser-Doppler.

Fonte de incerteza	Valor da incerteza Precisão
Exactidão da mesa de coordenadas x,y	$\pm 150 \mu\text{m}$

2.7- CONCLUSÕES

Após a apresentação da instalação experimental com as suas três secções de trabalho, dos equipamentos, e descritas as técnicas de medida utilizadas, foram estimadas as incertezas das medições.

O reómetro da Physica, utilizado na caracterização reológica dos fluidos, apresenta uma incerteza total que pode ser elevado nalgumas circunstâncias. Assim, na medição de uma solução de 0,4% de CMC ela é de 56,6, 6,2 e 0,4% para taxas de deformação de $0,7 \text{ s}^{-1}$, $10,4 \text{ s}^{-1}$ e 3.300 s^{-1} , respectivamente.

Os transdutores diferenciais de pressão utilizados nas medições dos coeficientes da pressão apresentaram uma incerteza total que variou entre 7,2 e 1,6%, respectivamente para a mais baixa e mais elevada variação de pressão.

O anemómetro laser-Doppler usado nas medições da velocidade foi descrito e as incertezas totais na medição da velocidade axial média e flutuante, com um grau de confiança de 95%, foram inferiores a 1,0 e 2,2% no eixo, respectivamente e inferiores a 1,1 e 5,2% na parede.

CAPÍTULO 3: - CARACTERIZAÇÃO E SELECÇÃO DE FLUIDOS

3.1- INTRODUÇÃO

Este capítulo descreve o trabalho experimental de caracterização reológica dos vários fluidos não-Newtonianos viscoelásticos e viscoplásticos utilizados nesta tese. Como fluidos viscoelásticos foram seleccionadas as soluções aquosas diluídas de tylose, de CMC e goma de xantano e como fluido viscoplástico tixotrópico foi estudada uma suspensão aquosa de argila, designada por laponite.

Os testes para os fluidos viscoelásticos incluíram medições da viscosidade de corte e a determinação de propriedades elásticas, nomeadamente a viscosidade dinâmica complexa em ensaios oscilatórios e a resposta em deformação nos testes de fluência. O tempo característico do fluido foi determinado por dois métodos: o primeiro recorre à metodologia descrita por Bird *et al* (1987) aplicada ao ensaio de fluência, enquanto que o segundo resulta do ajustamento do modelo de Carreau-Yasuda (Bird *et al*, 1987) aos resultados experimentais da viscosidade de corte. Aos fluidos que apresentam unicamente o segundo patamar Newtoniano, ajustou-se o modelo de Sisko (Escudier *et al* 1995 a).

Os ensaios reológicos que foram executados para a caracterização da laponite incluíram medições da viscosidade viscométrica sob condições de equilíbrio, e da viscosidade dinâmica complexa em escoamento oscilatório de corte. A tensão de cedência foi determinada por meio de dois métodos directos, o ensaio de fluência e o ensaio de aumento de tensão, e um processo indirecto baseado no ajustamento de uma equação polinomial e de dois modelos de viscosidade, neste caso as equações de Casson (1959) e de Herschel-Bulkley (Bird *et al*, 1987), aos dados da viscosidade, segundo o método dos mínimos quadrados.

Foi ainda estudado o efeito da degradação mecânica sobre as propriedades do fluido. A degradação decorre dos elevados esforços mecânicos sobre as moléculas que podem causar a sua rotura. Este estudo envolveu medições da viscosidade viscométrica ao longo do tempo tratando-se de uma medição essencial para estabelecer os limites temporais dos ensaios hidrodinâmicos realizados posteriormente.

A caracterização reológica foi efectuada segundo a metodologia descrita no capítulo 2, utilizando um reómetro da Physica, onde podem ser implementadas várias geometrias.

O capítulo começa pela apresentação dos fluidos, seguida dos resultados experimentais e sua discussão e termina com um resumo das principais conclusões.

3.2- ESCOLHA DOS FLUIDOS

São objectivos específicos deste trabalho seleccionar, com base na experiência adquirida pelo grupo, na consulta de literatura e através de ensaios reológicos e ópticos, fluidos pseudoplásticos adequados com diferentes graus de elasticidade.

A reologia dos vários fluidos a utilizar nos estudos hidrodinâmicos é fundamental para que essas investigações decorram com a maior objectividade. A partir do presente trabalho passamos a dispor de uma gama de fluidos que apresentam comportamento viscométrico muito diferente, desde claramente pseudoplástico até praticamente Newtoniano, e comportamento elástico muito variável. Para além disso, utilizaram-se ainda alguns fluidos utilizados em estudos hidrodinâmicos no seio de outros grupos de investigação, permitindo assim uma melhor interpretação de resultados e a formação de uma base de dados tão vasta quanto possível. Este é o caso dos fluidos tixotrópicos com tensão de cedência analisados, e de uma solução aquosa polimérica à base de goma de xantano

Sendo o tamanho das moléculas um factor que tem influência na elasticidade de um fluido, foram seleccionados vários aditivos poliméricos de diferente peso molecular. O polímero mais leve tem um peso molecular de aproximadamente 6.000 kg/kmol e chama-se tylose MH 10.000K (metilhidroxietilcelulose da Hoechst). A metilhidroxietilcelulose é produzida pela acção do cloreto de metilo sobre celulose alcalinizada. A molécula de celulose consiste em muitos anéis de glucose, ligados entre si em forma de cadeia. O grupo metilo toma, assim, o lugar do hidrogénio nos grupos de hidroxilo da unidade de glucose. Uma esterificação adicional com pequenas quantidades de óxido de etileno determina a constituição química final. A tylose é utilizada como ligante ou espessante nas indústrias de tintas, de cerâmica e têxtil, originando soluções aquosas inodoras, transparentes, não iónicas e praticamente não existe relação entre a viscosidade e o pH. Pereira e Pinho (1994 a) explicaram as razões que estiveram na base da selecção da tylose para formação de fluidos de baixa elasticidade. Apesar de nessa escolha se ter tentado encontrar fluidos totalmente inelásticos, os estudos hidrodinâmicos posteriormente efectuados pelos mesmos autores (Pereira e Pinho 1994 b) demonstraram que mesmo assim eles exibiam elasticidade, uma vez que as suas soluções aquosas apresentam redução de arrasto no escoamento turbulento em condutas. Esta é uma manifestação de efeitos elásticos como se discute no próximo capítulo.

O CMC (carboximetilcelulose sódica da Hércules) foi um dos dois polímeros seleccionados com elevado peso molecular, de aproximadamente 3×10^5 kg/kmol, sendo um

aditivo utilizado com muito frequência na investigação (Salt (1949), Dodge e Metzner (1959), Metzner e Park (1964), Ernst (1996), Escudier *et al* (1992)). A carboximetilcelulose de sódio é produzida pela acção do monocloracetato de sódio sobre a celulose alcalinizada. O hidrogénio dos grupos de hidroxilo da unidade de glucose é neste caso substituído pelo grupo carboximetilo de sódio. O CMC tem as mesmas aplicações industriais da tylose, sendo também importante a sua utilização nas indústrias de petróleo, de papel, de cosméticos e farmacêutica. A carboximeticelulose sódica forma soluções aquosas inodoras e iónicas, mais transparentes que as de metilhidroxietilcelulose, apresentando no entanto uma variação sensível da viscosidade com o pH (figura 3.1).

O terceiro polímero viscoelástico ensaiado foi a goma de xantano, keltrol TF da Kelco, cuja selecção resultou da revisão bibliográfica, nomeadamente dos trabalhos de Walters (1992) e por ser também utilizado por um grupo de investigação (Escudier *et al*, 1995 a) que coopera com o grupo de trabalho onde se realiza este trabalho. Trata-se de um aditivo que confere às soluções uma maior elasticidade que o CMC, a par de uma menor viscosidade viscométrica nas taxas de deformação elevadas. Esta última característica permitiu escoamentos em conduta de números de Reynolds mais elevados. Por outro lado, nas baixas taxas de deformação as soluções aquosas de goma de xantano continuam a exhibir um comportamento claramente pseudoplástico, enquanto que nessa zona as soluções de tylose e CMC apresentam já um comportamento no primeiro patamar Newtoniano. As suas soluções apresentam assim um comportamento de lei de potência numa gama muito vasta de taxas de deformação.

A goma de xantano (XG) é um polissacárido de elevado peso molecular, aproximadamente 2×10^6 kg/kmol, produzido pela fermentação da bactéria *Xanthomonas Campestris* por meio de um complexo processo enzimático. A estrutura química consiste numa cadeia principal de 1,4 β -D-glucose idêntica à da celulose, com uma cadeia lateral de um trissacárido numa das unidades de glucose. No entanto, enquanto que as moléculas de tylose e CMC são flexíveis, a molécula de goma de xantano apresenta uma estrutura mais complexa e semi-rígida. Como os polímeros anteriores, a goma de xantano é utilizado nos cosméticos, nos produtos farmacêuticos, nas indústrias de papel e têxtil, e também na indústria alimentar. As soluções aquosas são transparentes, e devido à configuração helicoidal rígida, a viscosidade da goma de xantano é pouco sensível a variações iónicas e ao pH.

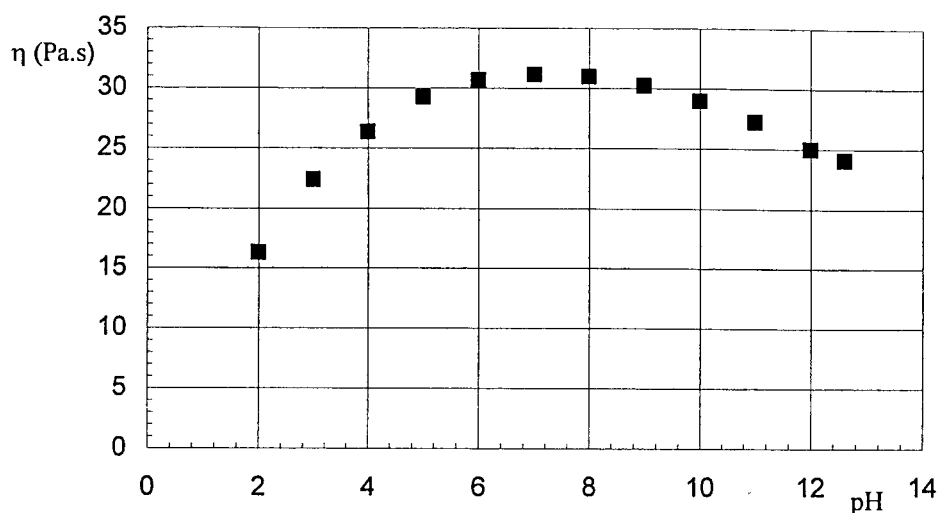


Figura 3.1- Variação da viscosidade viscométrica com o pH para a solução de 2% CMC (Hoechst, 1981) a uma taxa de deformação de 200 s^{-1} .

Finalmente, a suspensão aquosa viscoplástica baseada na laponite RD da Laponite Industries também foi seleccionada porque é usada pelo grupo de investigação da Universidade de Liverpool (Escudier *et al*, 1995 a). Uma mistura desta argila hectorite com um polímero (CMC) foi também ensaiada para comparações com os resultados do trabalho de Escudier *et al* (1995 a). A laponite RD é uma argila sintética de esmectite com uma estrutura análoga à argila natural de esmectite mineral. É um silicato hidratado de magnésio estratificado em camadas o qual é sintetizado hidrotermicamente a partir de silicatos simples e sais de lítio e magnésio, em presença de agentes mineralizantes.

As argilas de esmectite incham quando água (ou líquidos orgânicos polares) penetram nas regiões entre camadas, devido à hidratação (solvatação) dos catiões das camadas interiores e das pequenas placas superficiais. As argilas de esmectite têm uma carga estrutural negativa devido à substituição de catiões nas camadas compostas. Esta carga negativa é independente do teor e tipo do electrólito no qual a argila é dispersada. As suspensões aquosas diluídas de laponite com baixo teor electrolítico permanecerão como pequenas placas individuais não interligadas de sois de baixa viscosidade por longos períodos de tempo. No entanto, o teor e tipo de electrólito tem um efeito acentuado na estabilidade e consistência das partículas dispersas de laponite. Para concentrações iguais ou superiores a 3%, a solução gelifica como resultado das interacções entre as camadas eléctricas duplas das pequenas placas individuais tornando-as virtualmente imóveis. Isto origina um crescimento para uma estrutura de

equilíbrio com uma resposta elástica às tensões de corte aplicadas, até que uma tensão de cedência crítica seja excedida.

A característica mais importante da reologia da argila é a sua capacidade para formar gel incolor, transparente e altamente tixotrópico, sendo por isso utilizado em muitas situações práticas: são exemplos destes fluidos uma grande variedade de produtos cosméticos e farmacêuticos (pasta dentífrica, creme de barbear, shampô, protectores solares), vários tipos de tintas industriais e tintas de impressão, produtos de limpeza, produtos agrícolas e materiais de construção.

3.3- PREPARAÇÃO DAS SOLUÇÕES

Para avaliação das propriedades reológicas prepararam-se soluções aquosas em diferentes concentrações em peso, segundo o método seguinte: pesaram-se cerca de 4 kg de água não filtrada da rede da cidade do Porto obtida nas instalações laboratoriais do Instituto de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial (INEGI), local onde foram efectuados os ensaios hidrodinâmicos. Para evitar o aparecimento de fungos e bactérias que degradariam as soluções, foi adicionado o ácido biológico kathon XLE da Rohm & Haas, na composição de 0,02% em massa. Para as soluções de 0,2% CMC e 0,2% XG foi também utilizado o formaldeído como biocida, mas à concentração de 100 ppm à semelhança de Escudier *et al* (1995 a), não se tendo verificado diferenças assinaláveis no comportamento reológico das soluções como se mostra na figura (3.2). Para as suspensões de laponite foram também usados 100 ppm de formaldeído, juntamente com 60 ppm de cloreto de sódio para aumentar a tensão de cedência das suspensões aquosas de laponite, à semelhança de Escudier *et al* (1995 a) e por recomendação de Laponite (1990). A adição dos polímeros à água foi efectuada com agitação forte de 700 rpm para evitar a formação de grumos de difícil dissolução. Essa operação realizou-se num pequeno tanque de 200 mm de diâmetro e com um misturador de 18 W de potência possuindo uma haste com um agitador de quatro pás de diâmetro igual a 60 mm. Seguidamente, as misturas foram agitadas durante cerca de 90 minutos à velocidade de 200 rpm, até à completa dissolução dos polímeros. No final da dissolução é adicionada a água evaporada, procede-se à sua mistura durante mais 5 minutos e deixam-se repousar as soluções durante cerca de 24 horas para completa hidratação das moléculas. Antes de se iniciar a

caracterização reológica agitam-se as soluções durante cerca de 30 minutos a 200 rpm, para garantir a sua completa homogeneização.

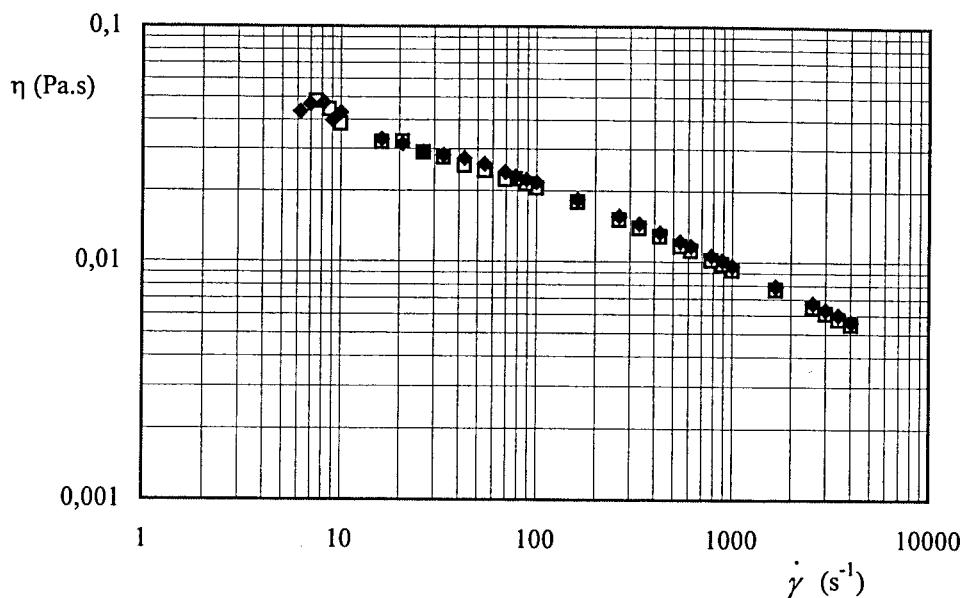


Figura 3.2- Viscosidade viscométrica para a solução de 0,2% CMC com diferentes biocidas: □ 100 ppm de formaldeído; ◆ 200 ppm de kathon XLE.

Prepararam-se soluções com 0,1%, 0,2%, 0,3%, 0,4%, 0,5% e 0,6% de composição em massa de tylose, sendo a sua transparência adequada à medição de velocidades com anemometria laser em escoamentos cuja profundidade de campo seja igual ou inferior a 40 mm.

As soluções de CMC foram preparadas com 0,1%, 0,2%, 0,3% e 0,4% de composição em massa, sendo a sua transparência a melhor de entre todas as soluções testadas. As soluções de goma de xantano foram preparadas nas composições em massa de 0,05%, 0,1%, 0,125%, 0,15%, 0,2% e 0,25%, sendo a sua transparência intermédia entre as soluções de tylose e CMC.

Prepararam-se suspensões aquosas com 1% e 1,5% de composição em massa de laponite. O fabricante de laponite sugere a possibilidade de a misturar com outros polímeros (Laponite L61) tais como CMC de modo a aumentar a força do gel e a viscosidade de corte, um procedimento também adoptado em Escudier *et al* (1995 b). Notar, no entanto, que o CMC usado no seu trabalho é diferente do utilizado aqui: enquanto que eles usaram o CMC da Aldrich Chemical Co., neste trabalho o CMC é da Hercules. As suspensões de laponite são as que apresentam uma menor transparência entre todos os fluidos ensaiados. No entanto, não

existiram problemas de maior na medição de velocidades com anemometria laser uma vez que ela foi usada por Escudier e Presti (1996) numa instalação com uma profundidade de campo de 100,4 mm, que é superior à de qualquer uma das instalações usadas nesta tese.

Foi preparada uma solução aquosa de 0,5% laponite e 0,07% CMC com o objectivo da comparar somente os resultados reológicos, pois devido à rápida degradação mecânica do CMC, as medições hidrodinâmicas com este fluido são extremamente dispendiosas. Por outro lado o comportamento esperado para a mistura de laponite/CMC é, em princípio, mais complexo do que para as soluções e suspensões puras, e por isso é prematuro efectuar estes ensaios antes de haver um melhor conhecimento do que acontece com as soluções simples de polímero e argila.

Outras propriedades das soluções de 0,6% tylose, 0,4% CMC e 0,25% XG são a massa específica de 1.000 kg/m³, 1.002,7 kg/m³ e 1.001 kg/m³, respectivamente, e o índice de refacção de 1,342, 1,333 e 1,334, respectivamente, isto é, todos os valores são praticamente idênticos aos da água a 25°C. Para as suspensões de 1 e 1,5% de laponite a massa específica é de 1.006 e 1.009 kg/m³ e o índice de refacção é 1,333 e 1,336, respectivamente. Dada a pequena diferença relativamente ao solvente puro (996,5 kg/m³ e 1,331), para as concentrações inferiores estas propriedades são estimadas assumindo uma variação linear com a concentração do polímero.

3.4- DEGRADAÇÃO MECÂNICA

Os fluidos devem ser capazes de resistir o mais possível à degradação das propriedades reológicas por efeito mecânico, o que depende da intensidade das taxas de deformação e da duração da solicitação, como demonstraram Zakin *et al* (1977) e Chang e Darby (1983), entre outros. Assim, é importante efectuar este estudo nas condições mais próximas possíveis daquelas em que se realizam os estudos hidrodinâmicos. No caso vertente, a degradação das soluções foi realizada num túnel de água descrito por Coelho *et al*, (1996). Os fluidos circulam nessa instalação que utiliza uma bomba centrífuga, tendo sido retiradas amostras de hora em hora para se efectuarem medições da sua viscosidade no reómetro da Physica. A tese de Pinho (1990) demonstra claramente que a degradação numa bomba deste tipo é mais rápida do que com bombas volumétricas, devido às elevadas taxas de deformação que o fluido

encontra no seu interior. Como critério limite de resistência à degradação mecânica consideramos degradada uma solução cuja viscosidade viscométrica sofra uma diminuição superior a 10% relativamente à viscosidade inicial.

Os resultados dos ensaios apresentaram os seguintes tempos para uma diminuição da viscosidade viscométrica de 10%: mais de 50 horas para a solução de 0,25% XG, 20 horas para a solução de 0,6% tylose e 7 horas para a solução de 0,4% CMC (figura 3.3). A suspensão de 1,5% laponite apresenta uma grande resistência à degradação mecânica não tendo sido detectadas quaisquer diminuições da viscosidade viscométrica durante cerca de 100 horas de ensaio. A razão para este facto é óbvia: as entidades físicas que conferem as propriedades em análise não são moléculas mas partículas sólidas.

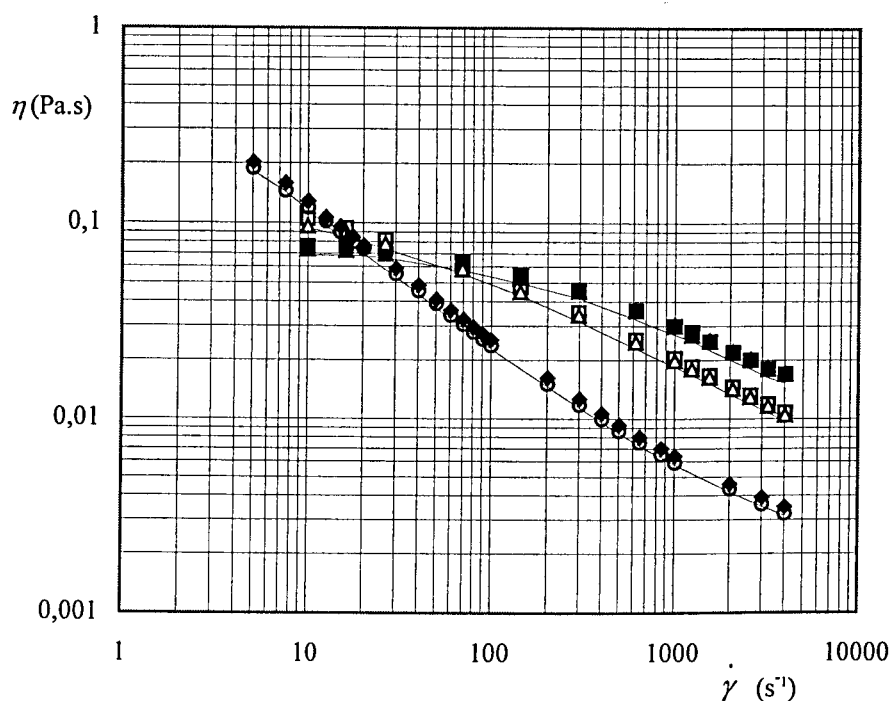


Figura 3.3- Redução da viscosidade viscométrica com o tempo de escoamento das soluções: 0,6% tylose: ■ 0 horas; ▲ 20 horas; 0,4% CMC: □ 0 horas; △ 9 horas; 0,25% XG: ◆ 0 horas; o 50 horas. As linhas a cheio representam uma diminuição da viscosidade de 10%.

3.5- VISCOSIDADE VISCOMÉTRICA DAS SOLUÇÕES POLIMÉRICAS

As figuras (3.4) e (3.5) apresentam as viscosidades das várias soluções de tylose e CMC, respectivamente, bem como as curvas correspondentes ao ajustamento do modelo de Carreau-Yasuda com o método dos mínimos quadrados. Todas as medições se realizaram a 25°C e correspondem a amostras de fluido frescas, isto é, sem degradação mecânica. O desvio médio entre os valores ajustados pelo modelo de Carreau-Yasuda e os valores experimentais para a mesma taxa de deformação para as soluções de tylose e de CMC, representadas nas figuras (3.4) e (3.5), foi inferior a 2,2%.

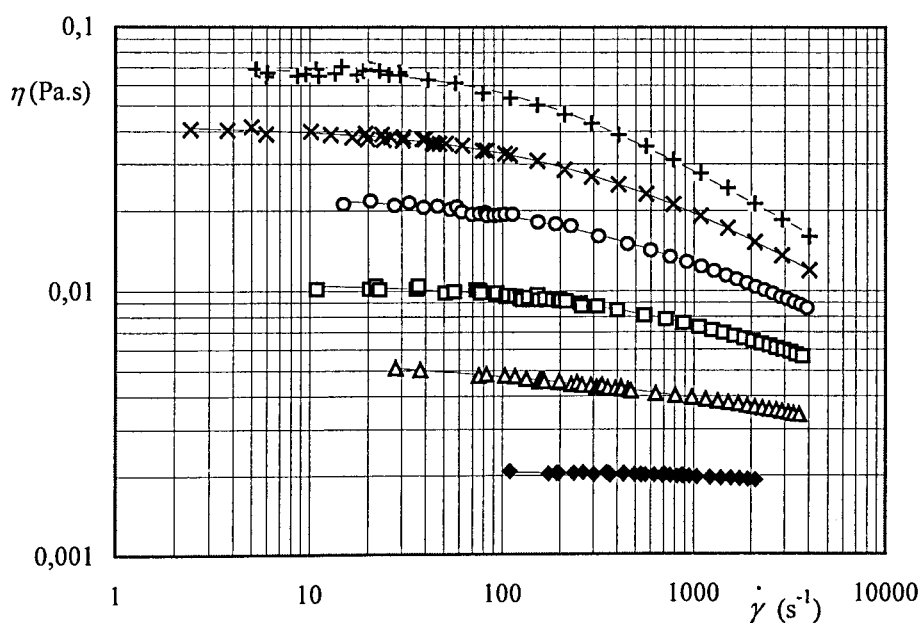


Figura 3.4- Viscosidade viscométrica das soluções de tylose. ◆ 0,1%; Δ 0,2%; □ 0,3%; ○ 0,4%; × 0,5%; + 0,6%. Linhas a cheio representam ajustamento pelo modelo de Carreau-Yasuda.

Para as duas famílias de soluções a viscosidade e o nível de pseudoplasticidade aumentam com a concentração. Por outro lado, sendo o CMC constituído por moléculas maiores do que as da tylose, as suas soluções apresentam níveis de pseudoplasticidade mais intensos. Assim, para idênticas concentrações de polímero, o declive da região de potência é superior para as soluções de CMC do que para as soluções de tylose, bem como os valores da viscosidade a baixas (η_0) taxas de deformação, como se pode visualizar bem na comparação das figuras (3.4) e (3.5).

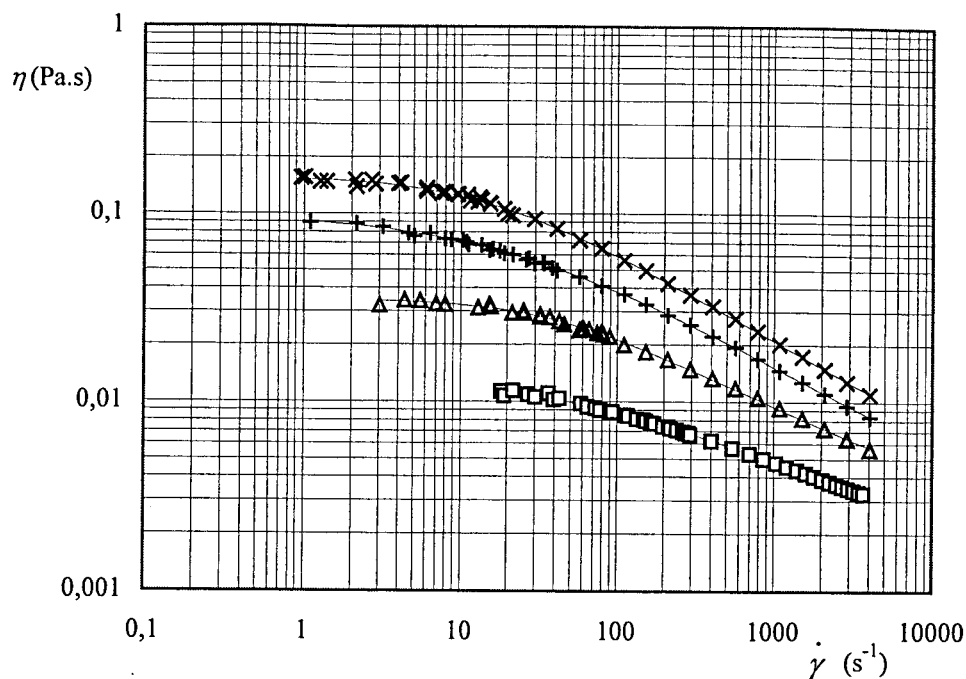


Figura 3.5- Viscosidade viscométrica das soluções de CMC. □ 0,1%; △ 0,2%; + 0,3%; x 0,4%. Linhas a cheio representam ajustamento pelo modelo de Carreau-Yasuda.

Através da figura (3.6) podemos observar a diminuição da viscosidade do CMC com o envelhecimento, sendo esta variação contrária à dos outros fluidos ensaiados (figura 3.7 e 3.10). Esta diminuição poderá estar relacionada com a variação do pH ao longo do tempo, pois o CMC apresenta na sua estrutura química radicais carboxílo susceptíveis de se ionizarem em meio aquoso diluído, originando alterações na viscosidade do polímero. Assim, é recomendado que todas as soluções devam ser utilizadas durante as primeiras 48 horas após preparação de modo a ter uma reologia conhecida.

Os parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda, apresentam-se na tabela (3.1) para todas as soluções. O modelo de Carreau-Yasuda é dado pela equação (3.1)

$$\eta = \eta_{\infty} + (\eta_0 - \eta_{\infty}) \left[1 + \left(\lambda_{cy} \dot{\gamma} \right)^a \right]^{\frac{n-1}{a}} \quad (3.1)$$

onde η_{∞} , η_0 , λ , n e a são a viscosidade a taxas de deformação elevadas, a viscosidade a baixas taxas de deformação, uma constante de tempo que define o valor da taxa de deformação que separa as regiões de viscosidade constante e viscosidade variável, um expoente cujo

afastamento de 1 é proporcional ao nível de pseudoplasticidade e um parâmetro que marca a taxa de variação de viscosidade entre o primeiro patamar Newtoniano e a região de lei de potência, respectivamente. $\dot{\gamma}$ é a raiz quadrada do segundo invariante do tensor taxa de deformação D . Esta função viscosidade pode ser incorporada num modelo reológico, como o fluido Newtoniano Generalizado da equação (3.2)

$$\tau = 2\eta(\dot{\gamma})D \quad (3.2)$$

Um fluido Newtoniano é simplesmente um caso particular do anterior, onde η é uma constante, isto é $n=1$, ou então quando $\lambda \rightarrow 0$.

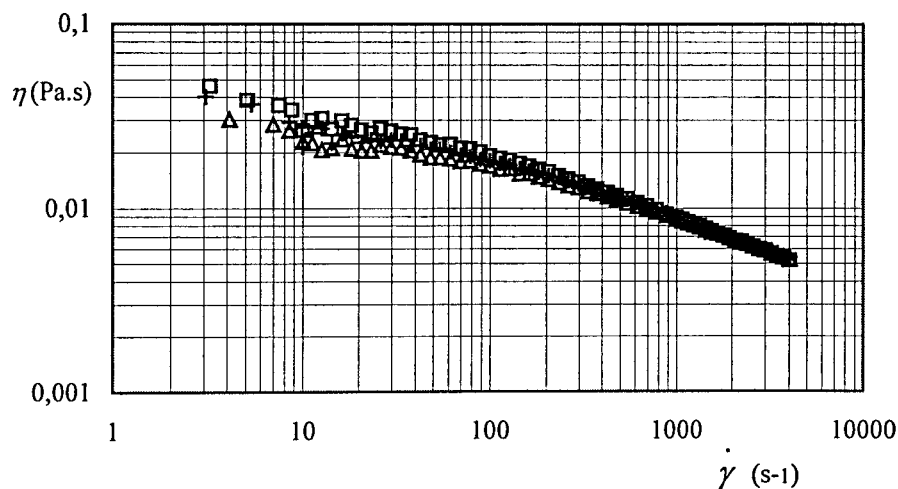


Figura 3.6- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,2% CMC com o tempo.
□ 1 dia; + 4 dias; Δ 7 dias de envelhecimento.

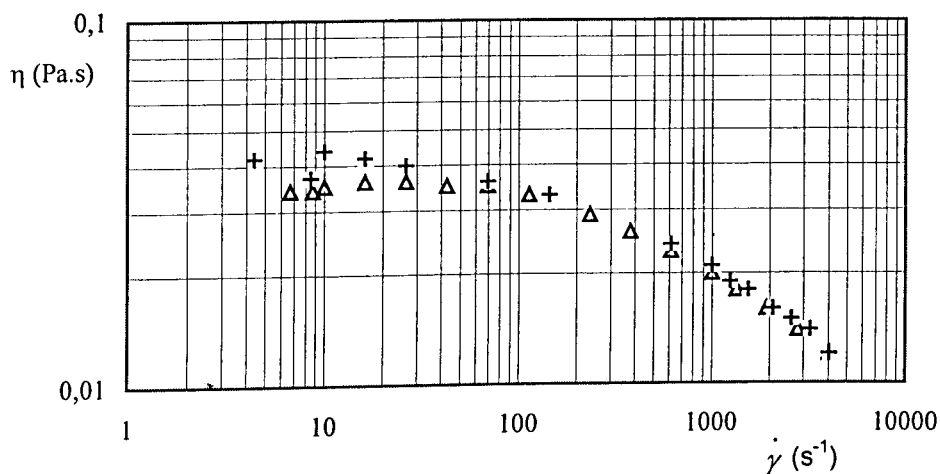


Figura 3.7- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,5% tylose com o tempo.
Δ 1 dia; + 5 dias de envelhecimento.

Tabela 3.1- Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda para soluções de tylose e CMC a 25°C.

Solução	η_0 (Pa.s)	η_∞ (Pa.s)	λ_{cy} (s)	a	n	$\dot{\gamma}$ (s ⁻¹)
0,1% tylose	0,0023	0,001	0,000098	0,350	0,7275	100 a 3.000
0,2% tylose	0,0061	0,001	0,00012	0,3008	0,6111	20 a 4.000
0,3% tylose	0,0107	0,001	0,00090	0,6592	0,5856	10 a 4.000
0,4% tylose	0,0234	0,001	0,00195	0,5705	0,5609	8 a 4.000
0,5% tylose	0,0419	0,001	0,00255	0,6777	0,4945	2 a 4.000
0,6% tylose	0,0594	0,0015	0,00493	1,1172	0,5392	5 a 4.000
0,1% CMC	0,0132	0,0005	0,01922	0,8086	0,6464	10 a 4.000
0,2% CMC	0,0345	0,0009	0,02771	1,216	0,5875	30 a 4.000
0,3% CMC	0,1005	0,0008	0,04575	0,6504	0,5094	1 a 4.000
0,4% CMC	0,1575	0,0009	0,06784	1,016	0,5137	1 a 4.000

A tabela (3.2) apresenta os parâmetros do modelo de Carreau simplificado (3 parâmetros) (equação 3.3).

$$\eta = \eta_0 \left[1 + (\lambda_c \dot{\gamma})^2 \right]^{\frac{n-1}{2}} \quad (3.3)$$

onde η_0 , λ_c e n são a viscosidade a baixas taxas de deformação, uma constante de tempo e o expoente da lei de potência, respectivamente.

Com este modelo, o valor numérico de n é o mesmo que o expoente da lei de potência se ajustado exclusivamente a valores da viscosidade na região de viscosidade variável de lei de potência.

Para a solução aquosa de 0,1% XG a pseudoplasticidade é mais forte do que para a solução aquosa de 0,4% CMC e para a solução aquosa de 0,6% tylose, como pode ser visto pelo baixo expoente n na tabela (3.2)

Tabela 3.2- Parâmetros do modelo de Carreau simplificado ajustado para as soluções de tylose, CMC e XG a 25°C.

Solução	$\eta_0(\text{Pa.s})$	$\lambda_c(\text{s})$	n	$\dot{\gamma} \text{ (s}^{-1}\text{)}$
0,1% tylose	0,0021	0,0012	0,9069	100 - 3.000
0,2% tylose	0,0049	0,0075	0,8898	20 - 4.000
0,3% tylose	0,0097	0,0035	0,7899	10 - 4.000
0,4% tylose	0,0202	0,0067	0,7326	8 - 4.000
0,5% tylose	0,0377	0,0073	0,6624	2 - 4.000
0,6% tylose	0,0559	0,0063	0,6038	5 - 4.000
0,1%CMC	0,0109	0,018	0,7124	10 - 4.000
0,2%CMC	0,0352	0,0443	0,6348	30 - 4.000
0,3%CMC	0,0765	0,050	0,5828	1 - 4.000
0,4%CMC	0,1220	0,9153	0,5460	1 - 4.000
0,05% XG	0,0070	0,115	0,7236	1 - 3.234
0,10% XG	0,4412	476,4	0,5098	0,4 - 4.031
0,125% XG	3,11	394,0	0,4849	0,2- 4.031
0,15% XG	5,77	600,0	0,4587	0,7 - 4.031
0,20% XG	16,94	478,6	0,3909	0,1- 4.031
0,25% XG	48,58	915,1	0,3652	0,2 - 4.031

A figura (3.8) apresenta a viscosidade das várias soluções de goma de xantano em função da taxa de deformação, observando-se que para todas as concentrações os valores são bem representados pelo modelo de Sisco. O modelo de Sisco está apto a prever a região da lei de potência e o segundo patamar Newtoniano para taxas de deformação elevadas como podemos observar nas soluções de 0,05%, 0,1%, 0,125% e 0,15%. O desvio médio entre os valores ajustados pelo modelo de Sisco e os valores experimentais, para a mesma taxa de deformação e para as soluções de 0,05%, 0,1%, 0,125%, 0,15%, 0,2% e 0,25% de XG representadas na figura (3.8), foram de 7,2%, 6,2%, 5,4%, 3,4%, 3,1% e 10,5%, respectivamente. Os dados experimentais mostram um aumento da intensidade da pseudoplasticidade com a concentração do polímero.

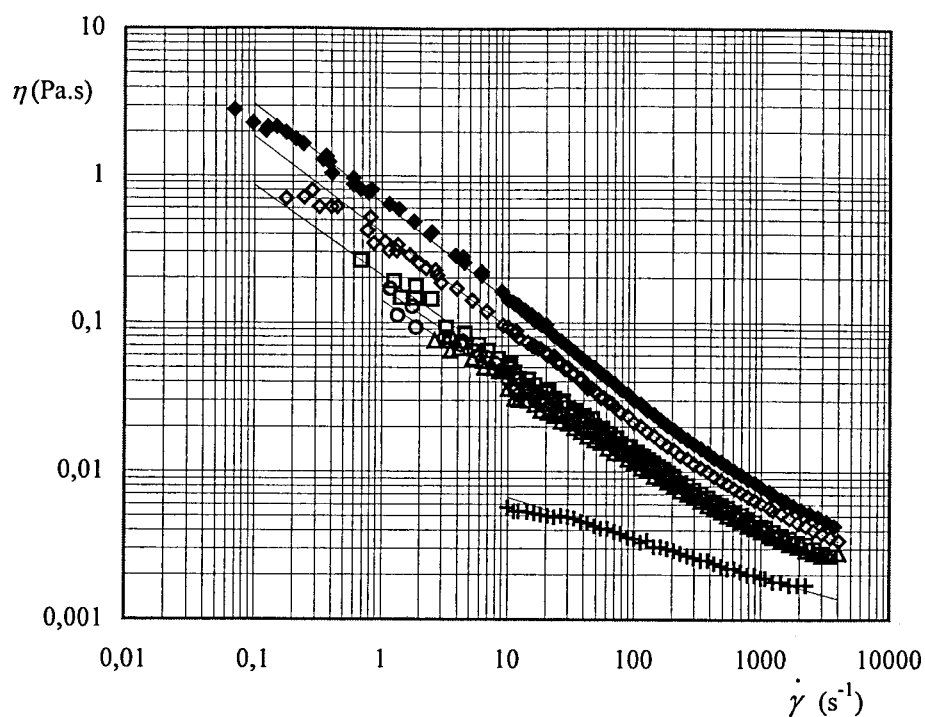


Figura 3.8-Viscosidade viscométrica das soluções de XG: + 0,05%; Δ 0,1%; $\circ$ 0,125%; $\square$ 0,15%; $\diamond$ 0,2%; $\blacklozenge$ 0,25%. Linhas a cheio representam ajustamento pelo modelo de Sisco.

Os valores apresentados na tabela (3.3) referem-se aos parâmetros do modelo de Sisco (equação 3.4), que foram ajustados com o método dos mínimos quadrados para os dados experimentais de todas as soluções aquosa de goma de xantano.

Tabela 3.3- Parâmetros do modelo de Sisco para as soluções de goma de xantano a 25°C.

Solução	$\eta_{ref}(\text{Pa.s})$	$\eta_{\infty}(\text{Pa.s})$	$\lambda_s(\text{s})$	n	$\dot{\gamma} (\text{s}^{-1})$
0,05% XG	1	0,001	1.955,0	0,6911	1,0-2.241
0,10% XG	1	0,001	29,26	0,4308	0,4-3.234
0,125% XG	1	0,001	21,78	0,4213	0,2-4.031
0,15% XG	1	0,001	14,62	0,4057	0,7-4.031
0,20% XG	1	0,001	6,25	0,3974	0,1-4.031
0,25% XG	1	0,001	1,85	0,3380	0,2-4.031

$$\eta = \eta_{ref} \left(\lambda_s \dot{\gamma} \right)^{(n-1)} + \eta_{\infty} \quad (3.4)$$

onde η_{ref} , η_{∞} e λ_s são a viscosidade de referência, a viscosidade a taxas de deformação elevadas e uma constante de tempo que define o valor da taxa de deformação para a viscosidade de referência, respectivamente

Na figura (3.9) pode-se observar que para a solução mais diluída, 0,05% XG, há um aumento da viscosidade provocado pelo movimento celular que se desenvolve no fluido contido entre os dois cilindros concêntricos quando a velocidade de rotação excede um valor crítico, fortemente dependente da razão dos raios.

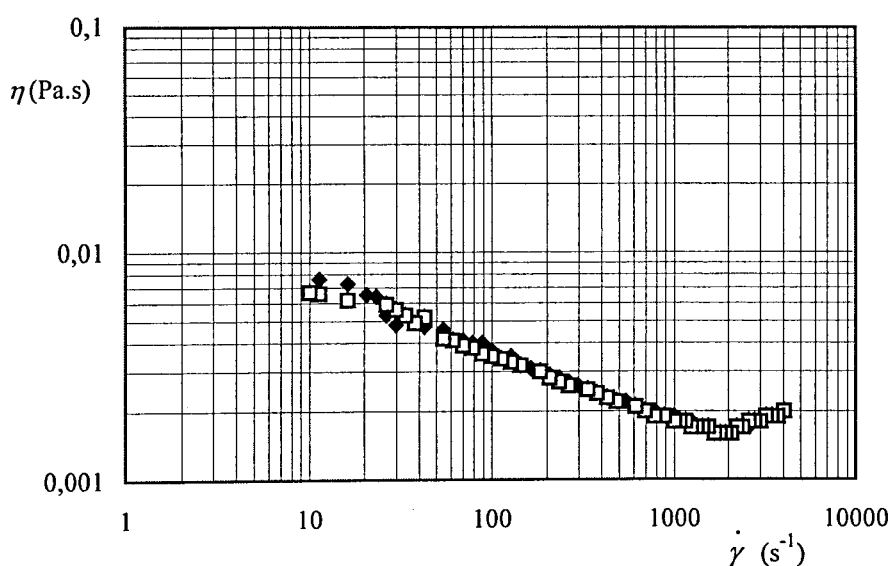


Figura 3.9- Aumento da viscosidade provocado pelo movimento secundário celular para a solução de 0,05% XG para altas taxas de deformação, designada instabilidade de Taylor.

Este fenómeno é o aparecimento de vórtices de Taylor, a quem se deve a descoberta e os primeiros estudos teóricos e experimentais em 1923, e obviamente que estas leituras não têm significado reológico. Para sistemas de medida com pequenos espaços anulares ($r_o - r_i$) « r_o , o valor crítico para o aparecimento de instabilidades é dado pelo número de Taylor (equação 3.5):

$$Ta = r_i (r_o - r_i)^3 \omega_i^2 / \nu^2 \cong 1.700 \quad (3.5)$$

onde r_i e r_o são o raio exterior do cilindro interior e o raio interior do cilindro exterior do reómetro, ω a velocidade angular e ν a viscosidade cinemática do fluido. Ora, para a solução de 0,05% XG o número de Taylor é cerca de 3.100 para taxas de deformação de 2.400 s^{-1} e por isso o aparente aumento de viscosidade é explicado por este fenómeno.

A figura (3.10) mostra que durante os primeiros três dias após a preparação das soluções de goma de xantano, o envelhecimento é reduzido.

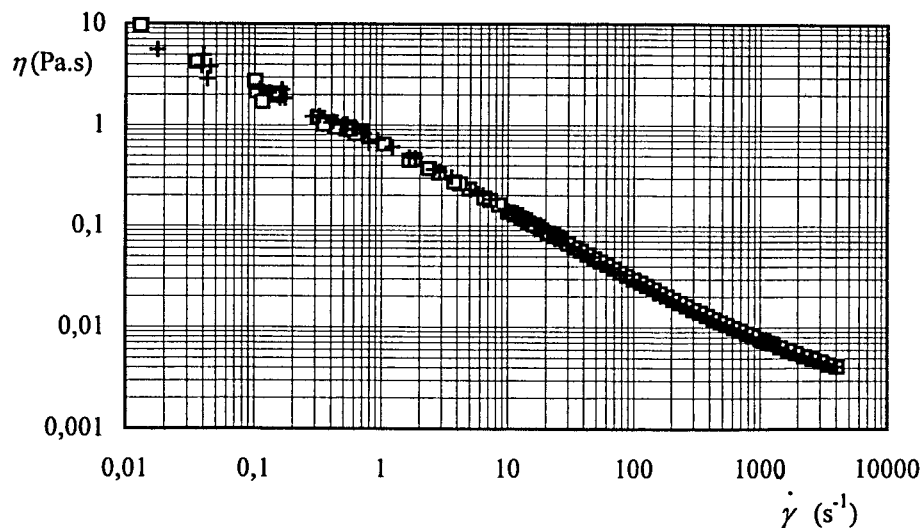


Figura 3.10- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,25% XG com o tempo. ♦ 1 dia; □ 2 dias; + 3 dias de envelhecimento.

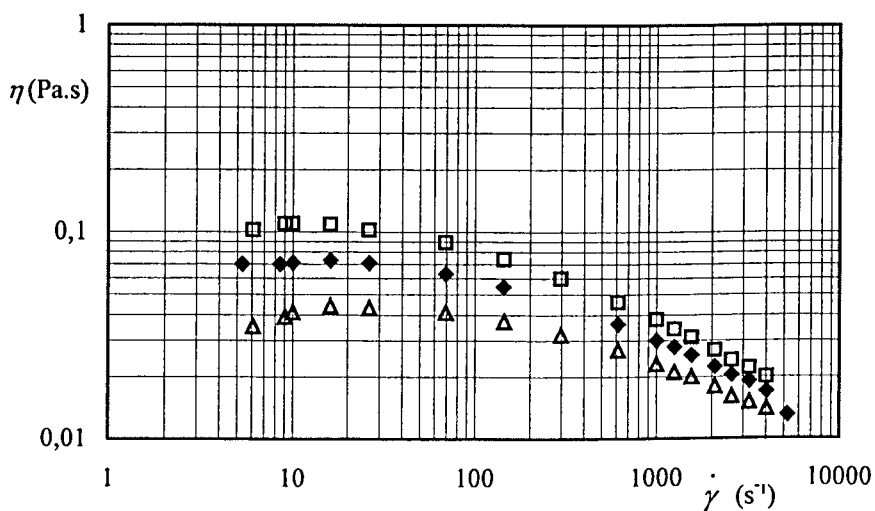


Figura 3.11-a- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,6% tylose com a temperatura. □ 15°C; ♦ 25°C; Δ 35°C.

As figuras (3.11-a), (3.11-b) e (3.11-c) reportam a variação da viscosidade da tylose, do CMC e da goma de xantano com a temperatura, respectivamente, mostrando que deve ser rigoroso o controle da temperatura durante os ensaios hidrodinâmicos. A variação com a temperatura é mais intensa para as soluções de CMC e de tylose do que para as soluções de goma de xantano, com valores de 2,8%, 2,1% e de 1,5%/°C, respectivamente.

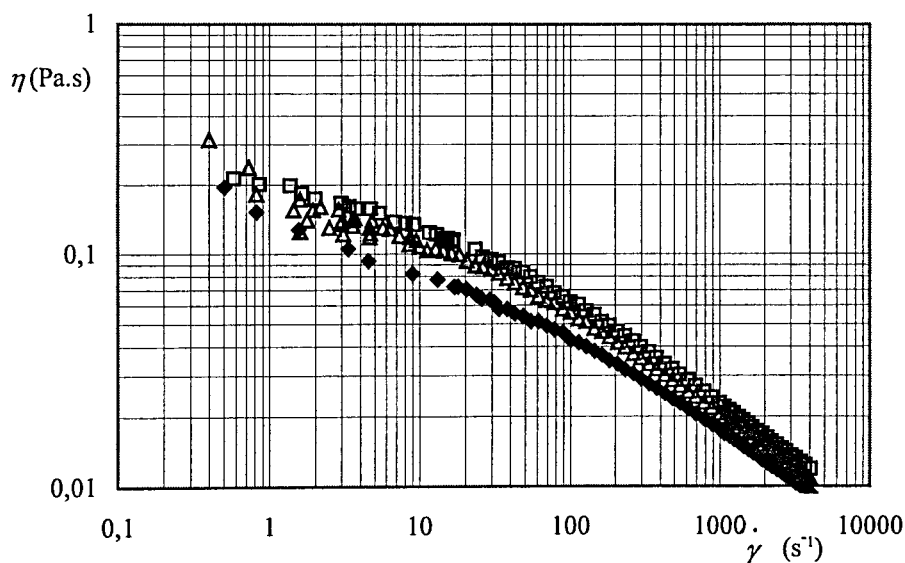


Figura 3.11-b- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,4% CMC com a temperatura. $\square$ 15°C; $\blacklozenge$ 25°C; $\triangle$ 35°C.

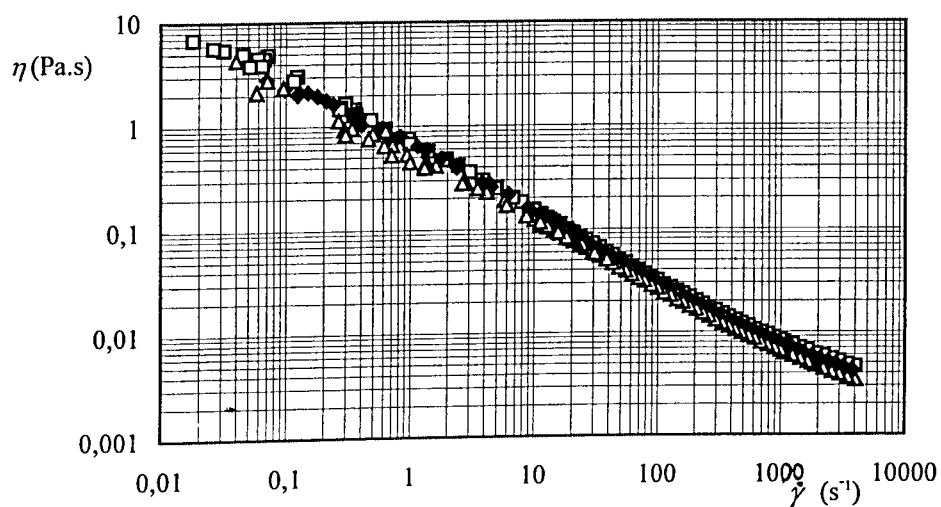


Figura 3.11-c- Variação da viscosidade viscométrica da solução de 0,25% XG com a temperatura. $\square$ 15°C; $\blacklozenge$ 25°C; $\triangle$ 35°C.

3.6- VISCOSIDADE VISCOMÉTRICA DOS FLUIDOS VISCOPLÁSTICOS

As suspensões aquosas de 1 e 1,5% laponite e 0,5/0,07% laponite/CMC são fluidos tixotrópicos, pseudoplásticos e com tensão de cedência. Devido às dificuldades de caracterização de fluidos tixotrópicos utiliza-se um procedimento de teste em equilíbrio definido em Alderman *et al* (1988): aplica-se uma tensão de corte à amostra e a taxa de deformação correspondente é monitorizada ao longo do tempo até se atingirem condições de regime permanente. Um exemplo dos resultados deste teste está patente na figura (3.12) para a suspensão de 1,5% laponite. A curva superior representa a resposta de um fluido quando se dá um aumento súbito da tensão imposta de 0 Pa para 15 Pa. De acordo com alguns dos modelos fenomenológicos disponíveis (Papenhuijzen, 1972), a tixotropia ocorre nos fluidos que formam uma estrutura interna. Nesta estrutura forma-se uma rede de ligações e, em simultâneo, a deformação do material impõe a rotura dessas ligações. Na presença de uma deformação imposta a estrutura na situação de equilíbrio resulta de um compromisso entre as taxas de formação e de rotura de ligações internas. A curva superior da figura (3.12) corresponde pois à evolução de uma situação de estrutura totalmente formada ($\tau = 0$ Pa para $t < 0$ s), para uma situação de equilíbrio. Por outro lado, a curva inferior corresponde a uma queda súbita da tensão aplicada de 35 Pa para 15 Pa. Na ausência de qualquer estrutura interna as duas curvas deveriam coincidir, mas tal não é o caso. O equilíbrio estrutural justifica ainda que ambas as

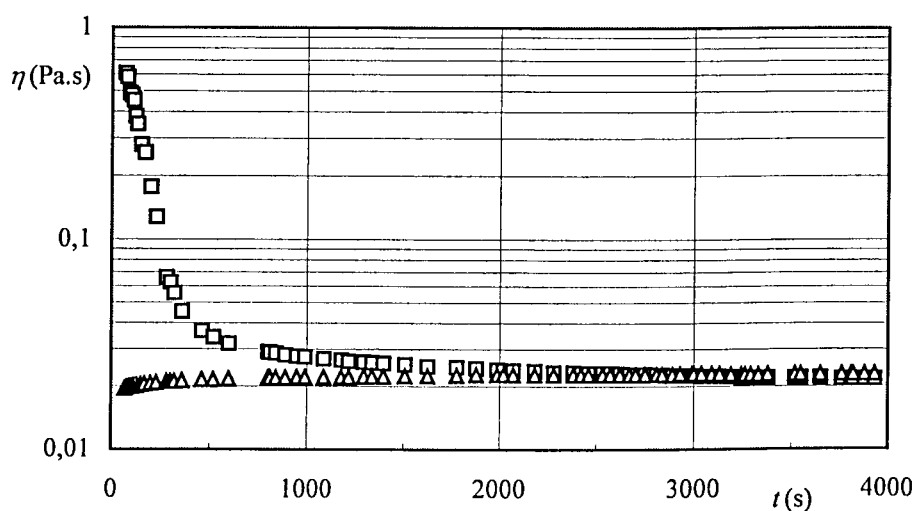


Figura 3.12- Evolução no tempo da viscosidade viscométrica da suspensão aquosa de 1,5% laponite correspondente à aplicação no instante $t = 0$ s de uma tensão de corte de 15 Pa. □ $\tau = 0$ Pa para $t < 0$ s; Δ $\tau = 35$ Pa para $t < 0$ s.

curvas apresentem um tempo de resposta semelhante, embora a variação da taxa de deformação (viscosidade) seja menor na curva inferior. Isto significa que as modificações estruturais na passagem de 35 Pa para 15 Pa são menos intensas do que na variação de 0 Pa para 15 Pa. A formação de uma estrutura interna nas suspensões de laponite, pelo menos na ausência de deformação imposta, está também confirmada em Laponite (1990). O tempo de resposta obtido nos ensaios de viscosidade é da ordem dos 3.000 s e é idêntico para ambas as curvas. Este valor é confirmado pelas experiências de Escudier e Presti (1996) com misturas de laponite/CMC.

Seguindo este procedimento, obtém-se ao fim de algum tempo o valor da viscosidade correspondente à situação de equilíbrio. Repetindo o processo para outros valores de tensão de corte é então possível obter uma curva da viscosidade em função da taxa de deformação de corte na situação de equilíbrio. Essas curvas estão patentes nas figuras (3.13) e (3.14). As figuras incluem ainda as curvas ajustadas dos modelos reológicos de Casson e Herschel-Bulkley (equações 3.6 e 3.7) e cujos parâmetros estão listados na tabela (3.4).

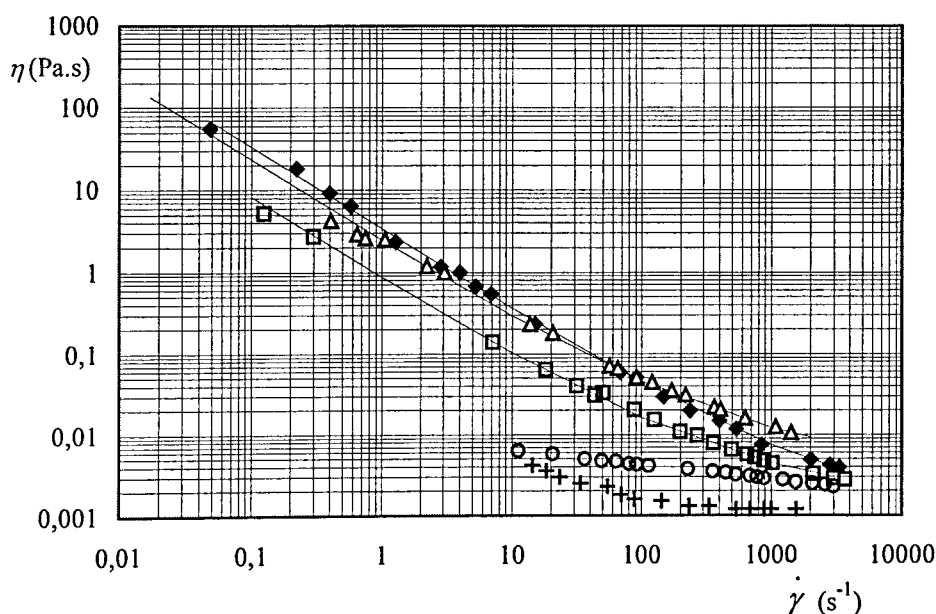


Figura 3.13- Ajustamento pelo modelo de Casson (linha a cheio) à viscosidade viscométrica das suspensões na situação de equilíbrio. □ 1% laponite; ◆ 1,5% laponite; Δ 0,5%/0,07% laponite/CMC; ○ 0,07% CMC; + 0,5% laponite.

As suspensões de laponite exibem um aumento da viscosidade com a concentração e um forte comportamento pseudoplástico, sem o patamar Newtoniano a baixas taxas de deformação. A ausência deste patamar é típica de fluidos que possuem uma estrutura interna e

é indicador da existência de uma tensão de cedência (a tensão de cedência equivale à definição de uma viscosidade infinita para uma taxa de deformação nula). As curvas de viscosidade das suspensões mais concentradas de laponite mostram que mesmo estes fluidos apresentam uma baixa viscosidade para taxas de deformação elevadas. A figura (3.12) inclui ainda as viscosidades da suspensão de 0,5% laponite e da solução de 0,07% CMC, que isoladamente são cerca de 10 vezes menos viscosas do que a mistura 0,5/0,07% laponite/CMC para taxas de deformação entre 10 s^{-1} e 1.000 s^{-1} . A solução de 0,07% CMC é claramente mais “espessa” do que a suspensão de 0,5% laponite, cuja curva indicia também a existência de uma tensão de cedência. O efeito sinérgico da mistura está bem patente na respectiva curva da viscosidade que apresenta um andamento parecido com o da suspensão 1,5% laponite pura, mas com um total de aditivos que é só cerca de um terço. Este tipo de efeito está sugerido em Laponite (L61), embora nesse trabalho só se apresentem resultados para um único valor da taxa de deformação. De qualquer forma confirmam-se aqui também as vantagens da mistura polímero-argila.

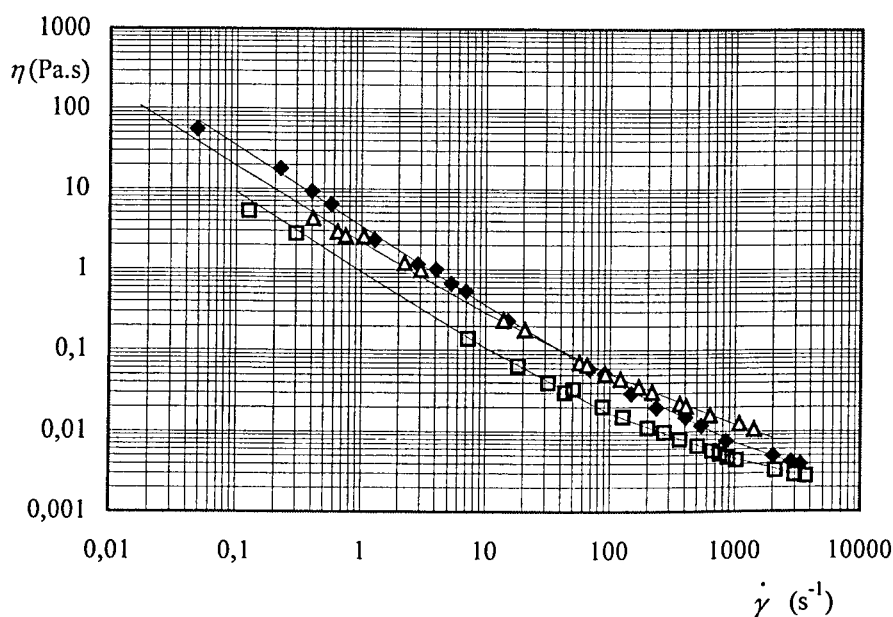


Figura 3.14- Ajustamento pelo modelo de Herschel-Bulkley (linha a cheio) à viscosidade viscométrica das suspensões na situação de equilíbrio. $\square$ 1% laponite; $\blacklozenge$ 1,5% laponite; Δ 0,5%/0,07% laponite/CMC.

Os modelos reológicos ajustados aos dados experimentais foram os modelos de Casson e Herschel-Bulkley. O modelo de Casson é dado pela equação (3.6)

$$\tau^{0,5} = \tau_{cas}^{0,5} + \left(\eta_{\infty} \dot{\gamma} \right)^{0,5} \quad (3.6)$$

onde τ_{cas} é a respectiva tensão de cedência e η_{∞} é a viscosidade no limite de taxas de deformação infinitas. Este modelo foi criado por Casson (1959) para ajustar medições de viscosidade de tintas de impressão e tem como grande vantagem a capacidade de prever simultaneamente a pseudoplasticidade e a viscoplasticidade de um fluido recorrendo exclusivamente a dois parâmetros, mas está naturalmente limitado na intensidade da pseudoplasticidade que é função das raízes quadradas utilizadas. Um melhor ajuste dos resultados experimentais requer um modelo com mais graus de liberdade, como é o caso do modelo de Herschel-Bulkley que combina uma tensão de cedência (τ_{HB}) com um fluido de lei de potência de parâmetros K e n .

As linhas a cheio na figura (3.13) representam o ajustamento do modelo de Casson enquanto que na figura (3.14) elas representam o modelo de Herschel-Bulkley. A qualidade dos dois ajustamentos é muito semelhante para o caso das suspensões de laponite, enquanto que para a mistura de laponite/CMC se nota um melhor ajustamento pelo modelo de Herschel-Bulkley como seria de esperar de um modelo com maior versatilidade. O desvio médio entre os valores ajustados pelos modelos de Casson e Herschel-Bulkley e os valores experimentais para a mesma taxa de deformação para as suspensões de 1 e 1,5% de laponite e de 0,5/0,07% de laponite/CMC representadas nas figuras (3.13) e (3.14), foram de 5,5% e 5,4%, 7,4% e 7,3% e de 10,4 e 7,6%, respectivamente.

$$\tau = \tau_{HB} + K \dot{\gamma}^n \quad (3.7)$$

Tabela 3.4- Parâmetros das equações de Casson e Herschel-Bulkley ajustadas para as suspensões de laponite e solução da mistura laponite/CMC, a 25°C.

Solução	$\eta_{\infty}(\text{Pa.s})$	$\tau_{cas}(\text{Pa})$	n	$K(\text{Pa})$	$\tau_{HB}(\text{Pa})$
0,5/0,07% laponite/CMC	0,0039	2,3	0,492	0,3469	1,8
1% laponite	0,00146	0,8	0,6851	0,03274	0,9
1,5% laponite	0,00083	3,3	0,6758	0,03686	3,4

3.7- ENSAIOS DE FLUÊNCIA

Normalmente, o teste de fluência é mais sensível que outras técnicas utilizadas para determinar os limites da deformação elástica/plástica/viscosa.

Para as soluções mais concentradas de tylose e CMC, e para todas as soluções de goma de xantano, foram efectuados vários testes de comportamento à fluência, tendo os resultados indicado um comportamento mais elástico para as soluções de goma de xantano. Os testes realizados, segundo a metodologia exposta por Bird *et al* (1987), permitem determinar os tempos característicos dos fluidos (λ) como uma medida da elasticidade dos fluidos. Neste ensaio aplica-se à amostra uma pequena tensão de corte constante e observa-se a respectiva resposta ao longo do tempo. O teste vai-se repetindo para novos valores de tensão progressivamente superiores (figura 3.15).

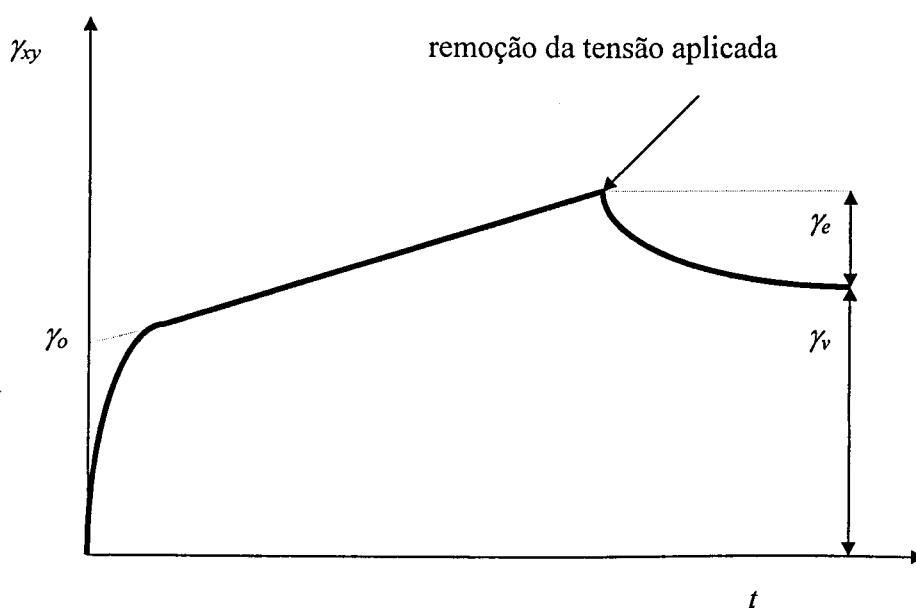


Figura 3.15- Ensaio de fluência. Resposta à tensão aplicada a um fluido viscoelástico.

em que γ_e e γ_v são a deformação elástica e a deformação viscosa, respectivamente. Assim, a deformação de corte, medida a partir de $t = 0$ s, aumenta com o tempo, aproximando-se de uma recta com uma inclinação $\dot{\gamma}_\infty$ para longos tempos, e uma ordenada na origem γ_0 . Bird *et al* (1987) definem o tempo característico do fluido λ como sendo igual ao limite

$$\lambda = \lim_{\tau_0 \rightarrow 0} (\gamma_0 / \dot{\gamma}_\infty)$$

Este valor, que é utilizado para quantificar a elasticidade dos polímeros através dos números de Deborah ($De = \lambda / t_s$) e de Weissenberg ($We = \lambda \bar{U}/d$), representa o tempo de relaxação das moléculas, depois de lhes ter sido aplicada uma tensão.

Segundo este procedimento, foram determinados tempos característicos para algumas das soluções e esses valores são apresentados na tabela (3.5). É possível observar que a solução de 0,6% tylose é menos elástica que a solução de 0,4% CMC e que a solução de 0,15% XG tem mais elasticidade que a solução de 0,4% CMC.

Tabela 3.5- Tempo característico de alguns fluidos determinado no ensaio de fluência.

Solução	tylose	CMC		XG			
Concentração	0,6%	0,2%	0,4%	0,125%	0,15%	0,20%	0,25%
λ (s)	0,0117	0,0107	0,0597	1,082	2,435	4,27	8,659

A figura (3.16) mostra a resposta típica de deformação da solução aquosa de 0,6% tylose para uma tensão aplicada de 0,6 Pa. Na recta de carga não é perceptível qualquer afastamento da curva relativamente à que teria um fluido inelástico (uma recta), e na descarga, a partir dos 60 segundos, observa-se somente uma muito ligeira recuperação da deformação (γ_e) que é inferior a 0,2% da deformação máxima inicial ($\gamma_v + \gamma_e$).

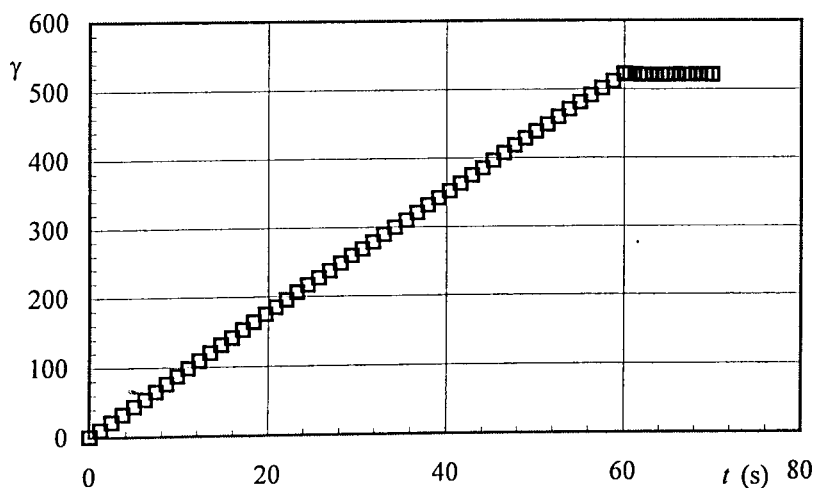


Figura 3.16- Ensaio de fluência. Resposta da tensão aplicada de 0,6 Pa à solução de 0,6% tylose.

A magnitude destes efeitos está aliás bem patente na figura (3.17), onde se apresentam, para as soluções de 0,6% tylose, 0,4% CMC e 0,25% XG, valores da deformação elástica em percentagem da deformação viscosa. A deformação elástica máxima é inferior a 1,6% para várias tensões de 0,3, 0,6, 1,5 e 3 Pa. Sendo as soluções testadas as mais concentradas, é óbvio que as restantes soluções deverão exibir um comportamento ainda menos elástico.

Estes resultados serão confrontados com os dos ensaios oscilatórios na próxima secção. Para as soluções menos concentradas o reómetro é incapaz de obter resultados fisicamente realistas devido à sua falta de precisão para deformações/tensões muito pequenas.

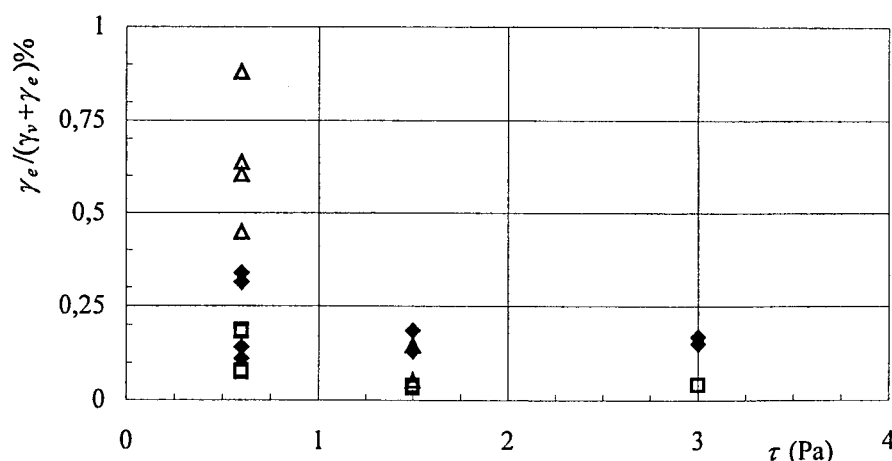


Figura 3.17- Razão deformação elástica/deformação viscosa máxima das soluções de □ 0,6% tylose; ◆ 0,4% CMC; Δ 0,25% XG.

3.8- ENSAIO OSCILATÓRIO

O teste oscilatório de corte permite medir os módulos de elasticidade G' e de viscosidade G'' , proporcionais à elasticidade e viscosidade de um fluido, respectivamente.

Este tipo de ensaio só apresenta características independentes da amplitude de deformação do escoamento se realizado em condições de baixa deformação, onde o comportamento elástico é linear. As características deste ensaio são fundamentalmente diferentes das do teste de fluência. Enquanto no ensaio de fluência existe uma grande deformação sendo destruída a estrutura interna dos fluidos, de modo que o fluido só poderá responder a deformações de história muito recente, no escoamento oscilatório a estrutura permanece intacta e o fluido tem uma longa memória da sua história de deformação desde que

o ensaio seja efectuado no regime linear. Por isso, a informação obtida através deste ensaio é complementar da conseguida no escoamento de fluência.

No caso das soluções mais concentradas de 0,6% tylose, 0,4% CMC e 0,25% XG e da suspensão de 1,5% laponite essas deformações são tão baixas que se torna difícil efectuar ensaios cujo resultado seja quantitativamente representativo, uma vez que as tensões medidas são muito pequenas. Isto deriva do facto do reómetro da Physica operar com rolamentos de esferas que introduzem um “ruído” de fundo que dificulta medições precisas quando os fluidos são muito diluídos (Escudier *et al*, 2000).

A resposta a este tipo de ensaio só é independente da amplitude da deformação sinusoidal desde que esta seja pequena (Bird *et al*, 1987). Isto sugere que, na primeira parte do ensaio, se determine a amplitude de deformação crítica abaixo da qual a resposta do fluido é linear e independente da amplitude da deformação. Uma amplitude de deformação inferior ao valor crítico deve ser então utilizada nos ensaios posteriores para estudo do efeito da frequência de oscilação. Para todos os fluidos estudados a amplitude de deformação crítica foi tão pequena que se tornou difícil efectuar medições precisas.

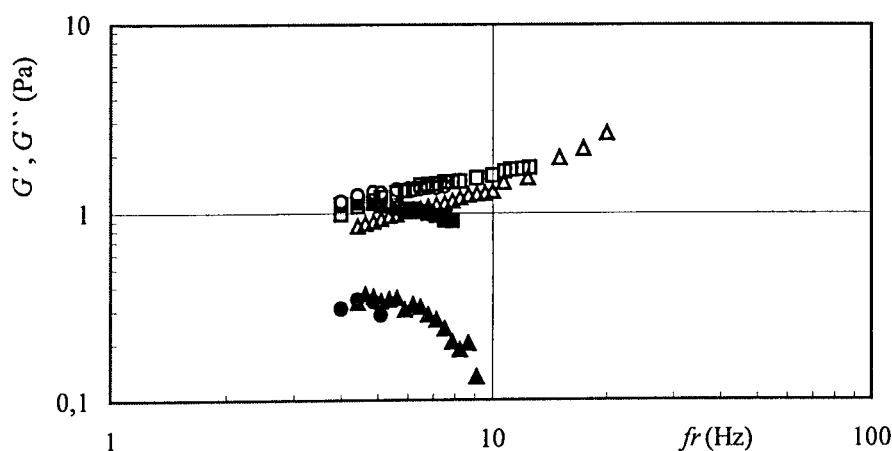


Figura 3.18- Módulos de rigidez viscosa (G'') e de elasticidade (G') das soluções de ● 0,1% XG; ■ 0,2% XG e ▲ 0,2% CMC em ensaios oscilatórios. G' símbolos cheios; G'' símbolos vazios. Teste com amplitude de oscilação constante e igual a 0,2.

No caso vertente a elasticidade dos fluidos era tão baixa, que nas amplitudes de deformação mais baixas do aparelho não era possível captar essa região, pelo que se seleccionou o valor mais baixo de deformação possível de ser medido com qualidade, $\gamma = 0,2$.

Para esta deformação constante foi avaliado o comportamento dos fluidos no que diz respeito ao efeito da frequência de oscilação e o resultado é apresentado na figura (3.18).

Na figura (3.19) comparam-se os resultados dos ensaios dos módulos de rigidez e de viscosidade (G' e G'') para a mesma solução 0,25% XG, quando efectuados nos reómetros Bohlin e CarriMed do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Liverpool e no reómetro da Physica no Porto (Escudier *et al*, 2000). É de salientar a melhor qualidade dos resultados de Liverpool relativamente à grande dispersão dos resultados do Porto, estando estes de acordo com o que atrás foi referido da relativa insensibilidade do reómetro da Physica para detectar baixa elasticidade.

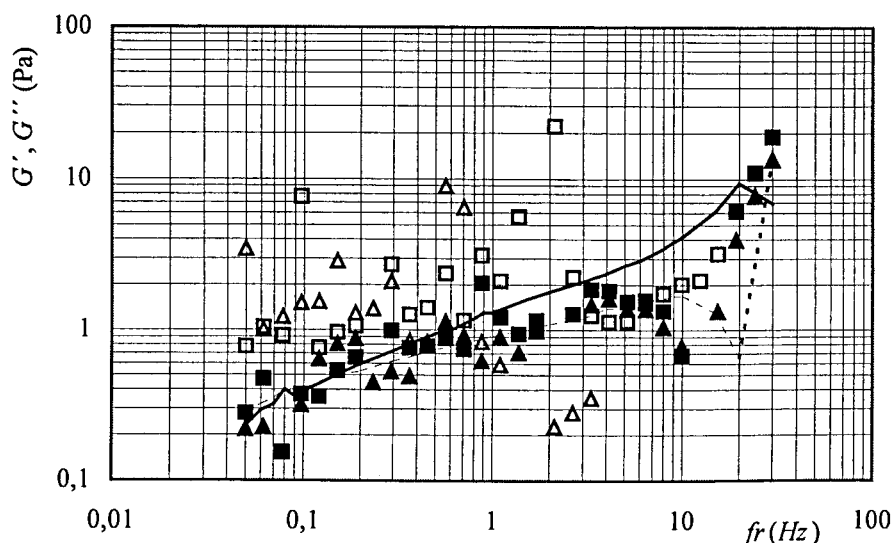


Figura 3.19- Módulos de rigidez viscosa (G'') e de elasticidade (G') da solução de 0,25% XG em função da frequência. $\blacktriangle$ G' e $\triangle$ G'' (solução preparada com aditivo de Liverpool e água do Porto e medida no Porto); $\blacksquare$ G' e $\square$ G'' (solução preparada com aditivo e água de Liverpool medida no Porto). As linhas a cheio — G' e a tracejado - - - G'' , representam os valores medidos com os reómetros Bohlin e CarriMed da Universidade de Liverpool.

Qualitativamente, observa-se que a tylose e o CMC exibem um comportamento menos elástico que a goma de xantano, de acordo com os ensaios de fluência, que se vê na comparação das respectivas razões entre as componentes viscosa e a elástica da viscosidade dinâmica complexa ($\eta'/\eta'' = G''/G'$), apresentada na tabela (3.6). Note-se no entanto que estes valores correspondem a situações onde o comportamento das soluções já

não parece ser linear, sendo ainda inferiores para deformações de menor intensidade. Verifica-se ainda que a razão (η'/η'') aumenta com a temperatura, o que poderá indicar um alongamento da estrutura molecular do polímero, provocando uma diminuição da sua elasticidade.

Da análise dos resultados dos ensaios de fluência e oscilatório, podemos concluir que as soluções de tylose e CMC têm baixa elasticidade, no que diz respeito à resposta a solicitações de corte. Relativamente às soluções de goma de xantano, verifica-se que para concentrações superiores a 0,2% as componentes elástica e viscosa da viscosidade dinâmica apresentam valores semelhante. Para a suspensão de 1% laponite a elasticidade foi mais baixa do que para as suspensões de 1,5% laponite e 0,5/0,07% laponite/CMC, como pode ser observado na tabela (3.6).

Tabela 3.6- Razão entre as componentes viscosa e elástica da viscosidade dinâmica complexa.

Solução	η'/η'' (25°C)		η'/η'' (15°C)	η'/η'' (35°C)
Freq. (Hz)	5-6,5	5-10	5-10	5-10
0,6%tylose	38,3	744		-
0,4%CMC	3,7	6,5	4,3	261
0,10% XG	9,4	550		
0,125% XG	5,5	535		
0,15% XG	3,7	420		
0,20% XG	1,5	2,0		
0,25% XG	1,1	1,4		
1,0%laponite	8,3	7,1		
1,5%laponite	0,3	0,6		
0,5/0,07%laponite/CMC	0,3	0,5		

3.9-MEDIÇÕES DA TENSÃO DE CEDÊNCIA

A tensão de cedência está intimamente relacionada com as forças de ligação no seio da estrutura da suspensão sendo uma medida da força necessária a romper essa estrutura quando ela está totalmente formada (Nguyen e Boger, 1983).

Embora o conceito de tensão de cedência seja muito útil, a sua existência foi por vezes contestada com base no argumento de que os materiais se escoarão desde que se espere um tempo suficientemente longo (Barnes e Walters, 1985). Por exemplo, uma película de tinta aplicada a uma parede vertical escoar-se-á certamente por efeito da gravidade, mas para uma boa tinta este processo é muito mais lento do que as taxas de evaporação do solvente e alterações de natureza química que conduzem à sua secagem. Neste caso o conceito de tensão de cedência torna-se apropriado, descrevendo o valor da tensão abaixo da qual o escoamento do fluido se torna desprezável dentro de limites de tempo razoáveis (Bird *et al*, 1987). Um conhecimento preciso do valor da tensão de cedência torna-se importante em processos de manuseamento, armazenamento, transporte em reservatórios de suspensões industriais concentradas e transporte em condutas, entre outros.

Como a maioria dos materiais viscoplásticos possui uma estrutura interna, a sua reologia depende fortemente da história de deformação anterior e a tensão de cedência pode ser muito sensível à duração dos testes efectuados para a sua medida (Cheng, 1986). Assim, nos fluidos tixotrópicos como os que estamos a estudar aqui a tensão de cedência é uma função da estrutura e, consequentemente do tempo.

A determinação da tensão de cedência pode efectuar-se por via directa ou indirecta (Nguyen e Boger, 1992) havendo para cada método mais do que uma técnica. Cada uma tem as suas limitações e sensibilidades próprias e por isso não é possível dizer-se qual a mais versátil, precisa e capaz de cobrir todo o espectro de tensões de cedência e características de fluidos. Assim, a melhor metodologia é a medição da tensão de cedência segundo os vários procedimentos disponíveis e a respectiva comparação para daí se tirarem as conclusões. Esta é a filosofia adoptada no presente trabalho, utilizando-se como métodos directos o ensaio de fluência e o teste de aumento de tensão. Efectuaremos também a determinação indirecta da tensão de cedência, o que envolve a extrapolação dos resultados experimentais da relação entre a tensão e a taxa de deformação de corte em escoamento de Couette em regime permanente. Neste caso, a tensão de cedência será o valor limite da tensão para uma taxa de deformação nula e a extrapolação pode efectuar-se por via gráfica ou numérica, directamente sobre os resultados experimentais ou por recurso ao ajustamento de modelos reológicos viscoplásticos adequados.

No caso vertente da medição de fluidos tixotrópicos as duas famílias de métodos poderão resultar em valores algo diferentes uma vez que se relacionam com diferentes tempos de resposta do fluido e diferentes equilíbrios estruturais.

3.9.1- MÉTODOS DIRECTOS

3.9.1.1- Ensaio de fluência

Neste ensaio aplica-se à amostra uma pequena tensão de corte constante e observa-se a resposta ao longo do tempo. O teste vai-se repetindo para novos valores de tensão progressivamente superiores. A figura (3.20) apresenta, para a suspensão de 1% laponite, curvas típicas do ensaio de fluência para vários níveis de tensões aplicadas. Para tensões inferiores à tensão de cedência, e uma vez que o fluido se comporta como um sólido elástico, a deformação aumenta inicialmente com o tempo até atingir um valor de deformação constante, recuperando completamente ao fim de algum tempo após a remoção completa da tensão (caso dos ensaios a 0,6, 1,5, 1,75 e 1,9 Pa). Já para tensões de corte superiores ao valor da cedência a deformação aumenta indefinidamente com o tempo atingindo-se eventualmente uma taxa de deformação constante, uma indicação de que se alcançou um escoamento puramente viscoso. Após a remoção da tensão há alguma recuperação elástica da deformação, ficando no final uma deformação residual. Este método é muito sensível para verificar os limites da deformação e escoamento elástico/plástico/viscoso. É também um dos métodos menos destrutivos da amostra uma vez que a tensão de cedência é aproximada por valores inferiores, evitando-se assim perturbações excessivas sobre a amostra de fluido.

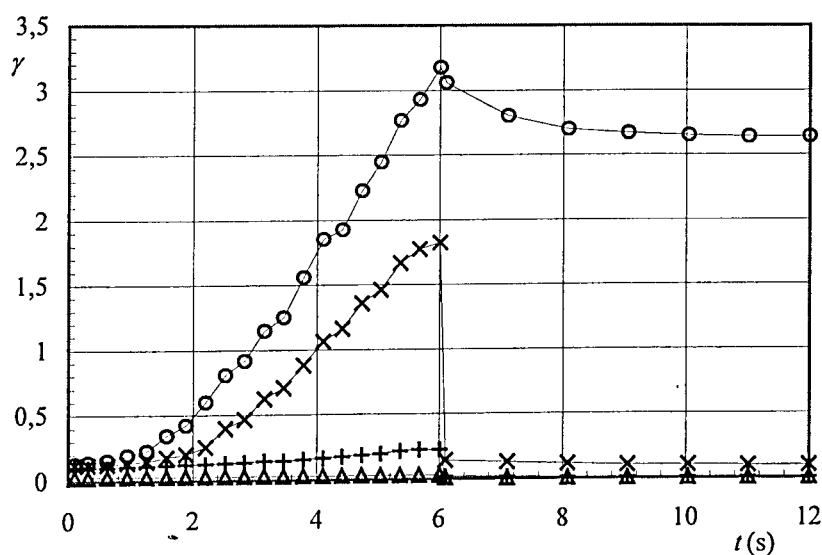


Figura 3.20-Variação com o tempo da deformação num teste de fluência para a medição da tensão de cedência numa suspensão de 1% laponite: Δ 0,6 Pa; $\blacklozenge$ 1,5 Pa; $\square$ 1,8 Pa; $\circ$ 1,9 Pa.

A tabela (3.7) sumaria os valores da tensão de cedência medidos pelos diferentes métodos directos descritos no texto. para as suspensões de 1 e 1,5% laponite e solução de 0,5/0,07% laponite/CMC. τ_c designa os valores obtidos no ensaio de fluência e τ_s representa os valores medidos no ensaio de aumento de tensão a descrever de seguida.

3.9.1.2- Ensaio do aumento de tensão

Neste ensaio controla-se a taxa de deformação aplicada. A amostra de fluido é sujeita a uma deformação caracterizada por um valor constante e baixo de taxa de deformação, monitorizando-se a evolução no tempo da correspondente tensão de corte. A resposta típica da tensão ao longo do tempo está esquematizada na figura (3.21). Basicamente consiste num comportamento inicialmente linear que é, indicador de resposta elástica, seguido de uma região de comportamento não-linear correspondente ao início do escoamento puramente viscoso. Obtém-se então um máximo de tensão antes da sua estabilização num valor constante. A medição da tensão de cedência por este método tem duas interpretações: alguns autores (Mewis e Meire, 1984 e Nagase e Okada, 1986) são de opinião que a tensão de cedência corresponde à tensão final da zona linear (ponto A figura 3.21) enquanto que outros investigadores (Pryce-Jones, 1952 e Papenhuijzen, 1972) indicam que o valor máximo da tensão em B é que representa a tensão de cedência. Recentemente, Liddell e Boger (1996) reinterpretaram este ensaio e sugeriram que estes dois valores representam duas tensões de cedência de um material: a tensão inferior (ponto A) corresponde à transição entre os comportamentos completamente elástico e viscoelástico, enquanto que a segunda tensão (ponto B) corresponde à transição entre os regimes viscoelástico e puramente viscoso. Dito de outro modo, estes dois valores correspondem de facto às tensões de cedência estática e dinâmica, respectivamente.

O ensaio de aumento de tensão foi especificado pelo Instituto Americano do Petróleo como um procedimento padrão a adoptar na medição da estrutura de fluidos na indústria da perfuração (Speers *et al*, 1987): o ensaio deve efectuar-se com um viscosímetro de cilindros concêntricos e a uma taxa de deformação de corte constante de $5,11 \text{ s}^{-1}$

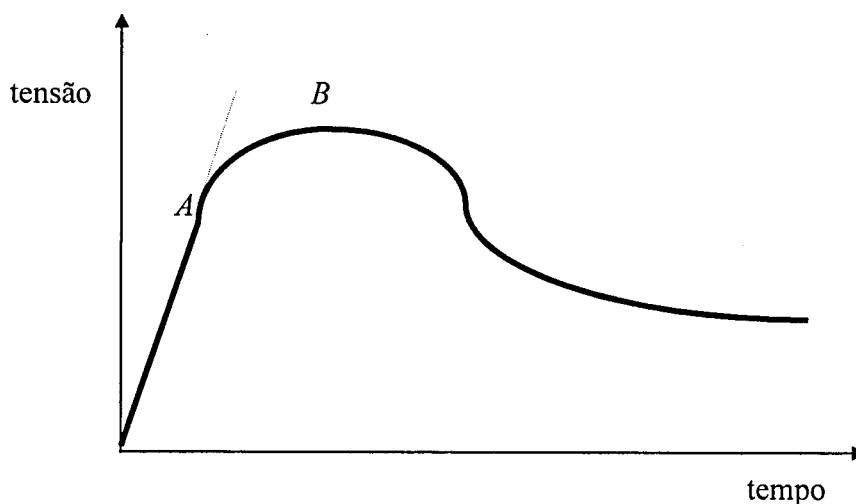


Figura 3.21- Resposta em tensão num ensaio de aumento de tensão. Ponto A indica fim de região de comportamento linear e ponto B indica o valor máximo da tensão na região não-linear.

Como já vimos atrás, o reómetro utilizado neste trabalho apresenta uma incerteza na medição do binário, que pode ser elevado nalgumas circunstâncias. Assim, na medição de uma solução de 0,4% CMC ela é de 56,6% e 6,2%, para taxas de deformação de $0,73 \text{ s}^{-1}$ e $10,4 \text{ s}^{-1}$, respectivamente. Contudo, as suspensões de laponite apresentam uma tensão pelo menos dez vezes superior à do CMC, para idêntico valor da taxa de deformação, pelo que a incerteza não ultrapassa os 5% à taxa de deformação de $0,73 \text{ s}^{-1}$. A ausência das regiões iniciais linear e não-linear antes do máximo da tensão na figura (3.22), a qual apresenta a evolução temporal da tensão de corte para as diferentes suspensões de laponite, deve-se a uma limitação do aparelho que não é capaz de responder suficientemente depressa à solicitação imposta. Assumimos assim que o pico inicial do valor da tensão corresponde à rotura completa da estrutura e é por isso uma medida da tensão de cedência correspondente ao ponto B da figura (3.21). A figura mostra que a tensão de cedência aumenta com a concentração da laponite e que a mistura laponite/CMC tem uma tensão de cedência intermédia das duas suspensões de 1 e 1,5% laponite.

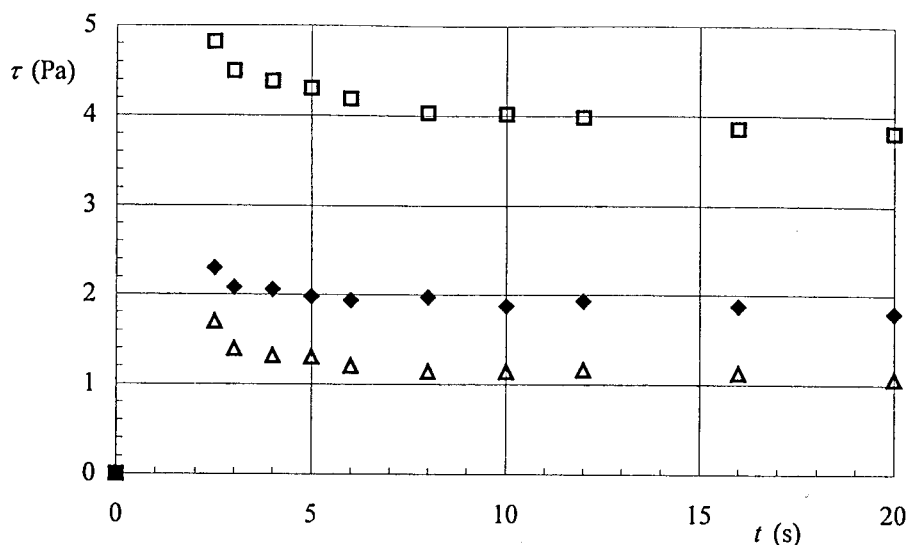


Figura 3.22- Resposta em tensão, com valor máximo de tensão num ensaio de aumento de tensão: Δ 1% laponite; □ 1,5% laponite; ◆ 0,5/0,07% laponite/CMC.

As tensões de cedência obtidas pelos dois métodos podem comparar-se na tabela (3.7), verificando-se que para as suspensões de 1% laponite e de 0,5/0,07% laponite/CMC há concordância entre os valores obtidos. Por outro lado, para a suspensão de 1,5% laponite existe uma diferença inferior a 20%.

O teste do aumento de tensão aparenta sofrer dos problemas normalmente observados na determinação de tensão de cedência em aparelhos rotacionais: deslizamento na parede, efeitos inerciais do instrumento, sensibilidade a perturbações externas e fractura do fluido após a cedência foram identificadas por Nguyen e Boger (1992) como as principais razões de falta de reprodutibilidade neste tipo de ensaio, como poderá ser a ausência das regiões linear e não-linear antes do máximo da tensão na figura (3.22).

Tabela 3.7- Valores da tensão de cedência para os métodos directos.

Solução	τ_c (Pa)	τ_s (Pa)
0,5/0,07% laponite/CMC	2,2,	2,3
1,0% laponite	1,8	1,7
1,5% laponite	5,8	4,8

3.9.2- MÉTODOS INDIRECTOS

3.9.2.1 Extrapolação directa dos dados experimentais

Neste método os resultados experimentais da tensão em função da taxa de deformação de corte são ajustados por um polinómio que permite a extrapolação da tensão para um valor que corresponde a uma taxa de deformação nula. Obviamente, o valor extrapolado depende sobretudo das medições mais baixas da tensão (Barnes *et al*, 1989) bem como do grau do polinómio ajustado. Mesmo que a extrapolação seja efectuada cuidadosamente, os valores de cedência obtidos por este método apresentam um grau de incerteza elevado sobretudo quando as suspensões são concentradas, porque estas apresentam uma relação francamente não-linear entre a tensão de corte e a taxa de deformação. A precisão destes métodos depende fortemente da existência de valores experimentais medidos a baixas taxas de deformação. Ora, a elevada incerteza do actual reómetro para baixos valores de taxa de deformação afecta as medições da viscosidade nessa gama e consequentemente reduz a precisão dos valores obtidos por extrapolação.

Para as suspensões estudadas foram ajustados polinómios de 3º, 4º e 5º grau de que resultaram os valores da tensão de cedência da tabela (3.8). Polinómios de grau superior apresentam um comportamento fisicamente irrealista e por isso não foram considerados. A ilustrar este método apresentamos nas figuras (3.23) e (3.24) os valores medidos para a suspensão de 1% laponite juntamente com os três polinómios ajustados em coordenadas lineares e logarítmicas, respectivamente.

Tabela 3.8- Valores da tensão de cedência obtidos por ajuste directo de polinómios aos dados experimentais.

Solução	3ª ordem	4ª ordem	5ª ordem
0,5/0,07% laponite/CMC	2,30	2,14	2,07
1% laponite	1,13	1,08	0,98
1,5% laponite	3,60	3,60	3,52

Para todos os fluidos o aumento do grau do polinómio resulta numa diminuição da tensão de cedência, mas as variações são pequenas, da ordem de 10% para 1% laponite e para a mistura de argila e polímero e de 3% para a suspensão de 1,5% laponite. Do conjunto obtido por extrapolação dos três polinómios os valores medidos, designado por τ_p , foram de 2,2, 1,1 e 3,6 Pa para as suspensões de 0,5/0,07% laponite/CMC, 1% e 1,5% laponite.

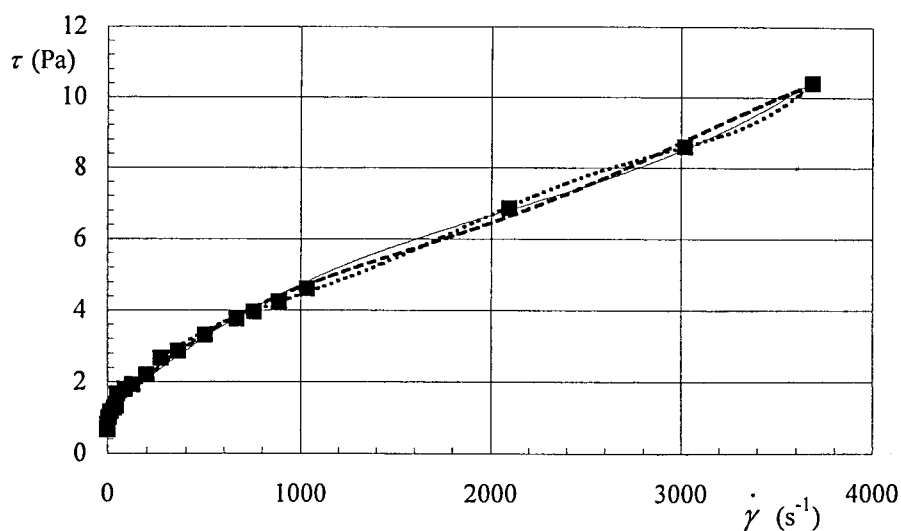


Figura 3.23- Efeito do grau polinomial no ajuste directo da tensão de corte para a suspensão 1% laponite em coordenadas lineares: linha a cheio (cúbica); tracejado longo (4ª ordem); tracejado curto (5ª ordem).

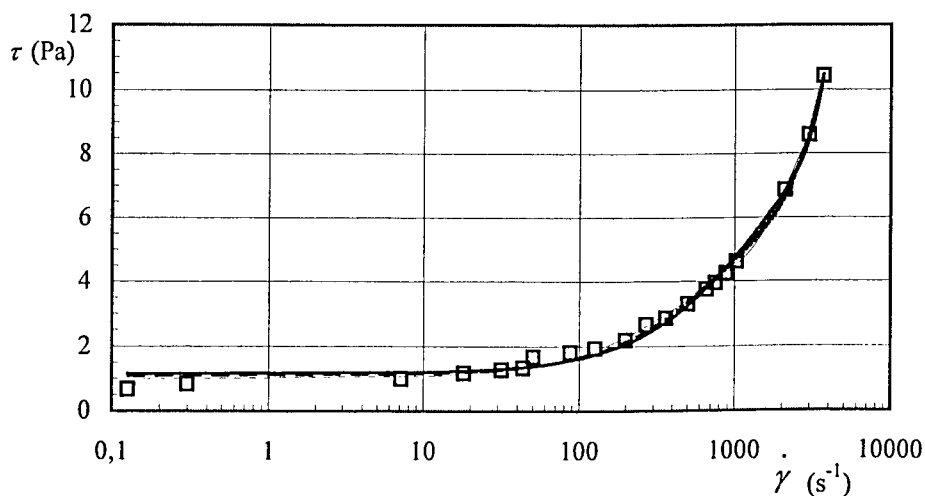


Figura 3.24- Efeito do grau polinomial no ajuste directo da tensão de corte para a suspensão 1% laponite em coordenadas logarítmicas: linha a cheio (cúbica); tracejado longo (4ª ordem); tracejado curto (5ª ordem).

3.9.2.2 Extrapolação por via de modelos reológicos

Um método de extrapolação, quiçá mais adequado, baseia-se no ajuste prévio dos dados experimentais por um modelo reológico viscoplástico. Este ajustamento, já efectuado nas figuras (3.13) e (3.14) para os modelos de Casson e Herschel-Bulkley, conduziu aos parâmetros apresentados na tabela (3.4). Esta técnica de extrapolação justifica-se quando o comportamento observado experimentalmente for satisfatório para o modelo assumido.

Um resumo das tensões de cedência obtidas com os vários métodos directos e indirectos é apresentada na tabela (3.9).

Tabela.3.9- Valores da tensão de cedência para os diferentes métodos de extrapolação.

Solução	$\tau_c(\text{Pa})$	$\tau_s(\text{Pa})$	$\tau_p(\text{Pa})$	$\tau_{cas}(\text{Pa})$	$\tau_{HB}(\text{Pa})$
0,5/0,07% laponite/CMC	2,2	2,3	2,2	2,3	1,8
1% laponite	1,8	1,7	1,1	0,8	0,9
1,5% laponite	5,8	4,8	3,6	3,3	3,4

A medição da tensão de cedência efectuada pelos métodos directos e indirectos apresentam todos a mesma tendência, isto é, a suspensão de 1,5% laponite tem o valor mais alto da tensão de cedência e a de 1% laponite o valor mais baixo dos três fluidos. Quando a concentração das suspensões aumenta, as diferenças entre os métodos directo e indirecto são evidentes. A diferença entre os valores dos dois métodos pode ser devida à baixa taxa de deformação utilizada nos métodos directos (inferior a $5,11 \text{ s}^{-1}$), enquanto a gama de valores da taxa de deformação alcançada nos métodos indirectos foi de cerca de 3.000 s^{-1} . Então, os valores de tensão de cedência calculados por métodos indirectos para a 1% laponite, 0,5/0,07% laponite/CMC e 1,5% laponite devem ser cerca de 0,93, 2,13 e 3,4 Pa, respectivamente.

3.10- CONCLUSÕES

Efectuou-se uma investigação detalhada do comportamento reológico de vários fluidos não-Newtonianos nomeadamente: soluções aquosas de 0,1 a 0,6% em peso de tylose MH 10.000K da Hoechst (peso molecular 6.000 kg/kmol), 0,1 a 0,4% em peso de CMC 7H4C da Hercules (peso molecular 3×10^5 kg/kmol) e 0,05 a 0,25% em peso de keltrol TF goma de xantano da Kelco (peso molecular 2×10^6 kg/kmol). Todos estes fluidos revelaram-se elásticos, com as soluções de tylose menos elásticas do que as soluções de CMC e goma de xantano, no que diz respeito ao comportamento em escoamentos de corte. Prepararam-se também suspensões aquosas viscoplásticas de 0,5, 1 e 1,5% em peso de uma argila (laponite RD) produzida pela Laponite Industries, e ainda uma suspensão de 0,5/0,07% laponite/CMC. Todos os fluidos são suficientemente transparentes para permitirem a utilização de anemometria laser na medição de velocidades em condutas de profundidade de campo inferiores a 130 mm.

A caracterização reológica das soluções envolvem medições da viscosidade viscométrica, para posterior ajuste dos modelos de Carreau-Yasuda (soluções de tylose e CMC) e de Sisco (soluções de goma de xantano). As soluções de goma de xantano foram mais viscosas do que as de CMC e tylose, para idênticas concentrações, possuindo também um maior grau de pseudoplasticidade e maior elasticidade, embora na generalidade a elasticidade em escoamentos de corte fosse baixa devido às baixas concentrações de polímero utilizadas. No entanto, a baixa elasticidade detectada em escoamentos reológicos de corte não significou que os seus efeitos não fossem profundamente intensos em escoamentos no regime turbulento, onde se observou a existência de redução de arrasto. A viscosidade das suspensões de laponite foi bem ajustada pelos modelos reológicos de Casson e Herschel-Bulkley.

As tensões de cedência foram de 0,93, 2,13 e 3,4 Pa, respectivamente, para as suspensões de 1% laponite, 0,5/0,07% laponite/CMC e 1,5% laponite, isto é, a tensão de cedência aumenta com a concentração. As suspensões de laponite eram tixotrópicas, com um tempo de resposta da ordem dos 3.000 s e obrigaram à adopção de um procedimento de equilíbrio quer para as medições da viscosidade viscométrica quer posteriormente, para os ensaios hidrodinâmicos.

CAPÍTULO 4.- CARACTERÍSTICAS INTEGRAIS DO ESCOAMENTO

4.1- INTRODUÇÃO

Este capítulo descreve e discute os resultados das medições da variação de pressão em função do caudal para escoamentos de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos viscoelásticos e viscoplásticos numa conduta de secção circular.

Desta forma, é feita aqui uma avaliação preliminar da capacidade da redução de arrasto, e indirectamente de algumas características reológicas dos fluidos, tendo em vista a investigação das características do escoamento turbulento em expansões súbitas no capítulo 5.

O capítulo começa por explicar a necessidade destes ensaios, seguindo-se a apresentação e discussão dos resultados experimentais e terminando com um resumo das principais conclusões.

4.2- CONSIDERAÇÕES GERAIS

Algumas das características reológicas dos fluidos utilizados neste trabalho foram já apresentadas no capítulo anterior. Seleccionaram-se três grupos de fluidos diferentes com base em três aditivos poliméricos de diferente proveniência. Relativamente à viscosidade eles variam desde os claramente pseudoplásticos até aos de viscosidade quase constante, e apresentam também diferentes graus de elasticidade a qual foi determinada por medição da viscosidade dinâmica e do tempo de relaxação em ensaio de fluência. Estes fluidos são soluções aquosas de tylose MH 10.000K, a composições em massa de 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5 e 0,6%, soluções aquosas de CMC 7H4C, a composições em massa de 0,1, 0,2, 0,3, e 0,4%, e soluções aquosas de goma de xantano a composições em massa de 0,05, 0,1, 0,125, 0,15, 0,2, e 0,25%. Quanto aos fluidos de características viscoplásticas, estes são suspensões aquosas de laponite pura e também em combinação com um polímero. Essas suspensões aquosas, a composições em massa de 1 e 1,5% de laponite bem como a mistura de 0,5/0,07% laponite/CMC produzem fluidos tixotrópicos, pseudoplásticos e com tensão de cedência.

Actualmente, ainda não é possível prever o comportamento hidrodinâmico de um fluido viscoelástico num escoamento turbulento em conduta com base exclusivamente em dados reológicos convencionais, nomeadamente a viscosidade de corte, módulos de viscosidade, elasticidade ou de relaxação. Para compensar esse constrangimento quando investigando outros escoamentos turbulentos, Pereira e Pinho (1994 b) sugeriram a necessidade de se

efectuarem medições da variação de pressão em função do caudal para o escoamento turbulento em condutas de secção circular, de modo a complementar o estudo das propriedades reológicas dos fluidos não-Newtonianos.

De acordo com algumas teorias, a elasticidade do tipo elongacional de fluidos não-Newtonianos estará relacionada com a redução do coeficiente de fricção em escoamento turbulento de soluções diluídas de polímeros. Hinch (1977), Tabor *et al* (1989) e mais recentemente Kostic (1994) entre outros, argumentam que isso pode estar relacionado com uma forte resistência à deformação elongacional das moléculas e seus efeitos sobre a viscosidade extensional dos fluidos. Assim, a viscosidade viscométrica deveria ser mais elevada que na ausência de tal deformação elongacional. Periodicamente, o argumento do aumento da viscosidade elongacional é combinado (ou substituído) com argumentos baseados na anisotropia da viscosidade (ver Hoyt 1972 e Myska 1998). Estas tentativas de teoria foram reforçadas recentemente com os trabalhos de Den Toonder *et al* (1995) e Orlandi (1995), os quais efectuaram simulações numéricas directas com fluidos não-Newtonianos possuindo uma viscosidade espessante progressiva na direcção normal (strain-thickening) e que permitiram prever alguma redução do arrasto e a tendência correcta da evolução das tensões de Reynolds. A disponibilidade de técnicas de simulação numérica directa veio trazer um novo impulso para aqueles argumentos teóricos ao permitir testar o efeito de modelos reológicos exibindo um diferente comportamento viscoelástico (Massah e Hanratty, 1996 e Massah *et al*, 1993). Utilizando também a mesma técnica de simulação numérica, Sureshkumar e Beris (1997) mostraram que a presença de forças viscoelásticas em escoamento turbulento resulta numa substancial redução das flutuações longitudinais da vorticidade, induzindo-se então uma redução de arrasto por inibição da produção de turbulência pela estrutura molecular dos polímeros.

Um antigo estudo de Darby e Chang (1984) mostrou também que o mecanismo da redução de arrasto sofre a influência das propriedades viscoelásticas as quais actuam na taxa de dissipação de energia dos turbilhões (Kolmogorov) dissipativos oscilantes locais. Numa deformação dependente do tempo, a energia é armazenada pelas propriedades elásticas e dissipada pelas propriedades viscosas. Uma vez que a turbulência é também uma propriedade local, a energia armazenada pelas propriedades elásticas dos fluidos viscoelásticos representam uma redução na quantidade de energia que de outro modo seria dissipada pelas forças viscosas, isto é, haverá lugar a uma redução de arrasto.

O comportamento hidrodinâmico de fluidos não-Newtonianos viscoelásticos em escoamento turbulento em condutas é bastante diferente do de fluidos Newtonianos, e pode ser diferente do de fluidos não-Newtonianos viscoplásticos. Com a maior parte dos fluidos não-Newtonianos o coeficiente de atrito é substancialmente inferior ao dos fluidos Newtonianos ou de fluidos não-Newtonianos puramente viscosos, e este efeito de redução do arrasto normalmente aumenta com o caudal, com o peso molecular e a concentração do polímero. Entretanto, o diâmetro da conduta, o grau de degradação do polímero e a constituição química do solvente são também parâmetros importantes na determinação da intensidade da redução do arrasto. Deverá ser observado que a extensão da redução do arrasto é limitada por uma assíntota independente da concentração, do estado de degradação do polímero e da constituição molecular do solvente e depende apenas do número de Reynolds, (Hartnett, 1992), mas só é adequada para algumas soluções de polímeros. Outras classes de fluidos não-Newtonianos, tais como surfactantes, podem tender para outras assíntotas (Zakin *et al*, 1996). De notar que estas assíntotas não são de facto curvas limite, mas representam envolventes das reduções de arrasto máxima, pelo que pode haver fluidos em que a redução de arrasto é mais elevada do que a prevista pela assíntota.

4.3- CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS DO ESCOAMENTO

As características principais dos escoamentos investigados são apresentadas nas tabelas (A.1 a A.5) do apêndice (A) as quais identificam para cada fluido o valor da variação de pressão, a viscosidade na parede, a velocidade média do escoamento, o número de Reynolds e duas intensidades diferentes de redução de arrasto. O número de Reynolds foi calculado com a velocidade média do escoamento e a viscosidade na parede foi determinada a partir dos dados viscométricos correspondentes à tensão de corte na parede, que é proporcional ao valor medido para o gradiente de pressão. A redução de arrasto total é calculada como

$$Dr = (f_N - f)/f_N \times 100 \quad (4.1)$$

onde f e f_N representam respectivamente os coeficientes de atrito de Darcy da solução e do solvente Newtoniano a igual número de Reynolds. Para o cálculo do coeficiente do solvente puro foi usada a equação (4.2) obtida por Geiringer (1963). Esta equação foi escolhida porque

é adequada ao tipo de conduta utilizada nesta instalação e apresenta uma baixa incerteza de acordo com Geiringer (1963), é esperada uma incerteza de 5%.

$$f_N = 4 \times (0,0014 + 0,15 \text{Re}_w^{-0,32}) \quad (4.2)$$

$$f = 2\Delta p \cdot d / \rho \cdot l \cdot \bar{U}^2 \quad (4.3)$$

Na definição do coeficiente de atrito (equação 4.3) Δp , d , ρ , l e $\bar{U}$ representam a variação de pressão, o diâmetro da conduta, a massa específica da solução, a distância entre as duas tomadas de pressão e a velocidade média do escoamento, respectivamente.

As tabelas (A.1) a (A.5) do Apêndice (A) incluem também uma segunda intensidade da redução de arrasto (Dr_v), a qual quantifica a redução de arrasto devida aos efeitos da pseudoplasticidade, isto é, a redução de arrasto total para fluidos pseudoplásticos viscoelásticos é a soma de um efeito viscoso e de um efeito elástico. A redução de arrasto elástica (Dr_e) é pois a diferença relativa entre o factor de fricção de um fluido pseudoplástico puramente viscoso, o qual foi deduzido por Dodge e Metzner (1959), e o factor de fricção de um fluido Newtoniano para o mesmo número de Reynolds. Para calcular Dr_v , é vantajoso utilizar na equação de Dodge e Metzner o factor de fricção de Darcy e transformar o seu número de Reynolds generalizado no número de Reynolds de parede, obtendo-se então a equação (4.4)

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 0,8685n^{0,25} \ln\left(\frac{2n}{3n+1} \text{Re}_w \sqrt{f}\right) + \frac{2,4095}{n^{0,75}}(1-n) - \frac{0,2}{n^{1,2}} \quad (4.4)$$

A equação (4.4) requer o índice de potência n do modelo de viscosidade da lei de potência. Representando na figura (4.1) o coeficiente de atrito da equação (4.4) em função do número de Reynolds na parede para vários valores do índice n da lei de potência, podemos observar uma curva diferente para cada valor de n . A diminuição do valor de n , mostra uma redução de arrasto pseudoplástica relativa à linha do escoamento Newtoniano turbulento, isto é, existe de facto um efeito de redução de arrasto viscoso puro, que não é desprezável para níveis de pseudoplasticidade elevado.

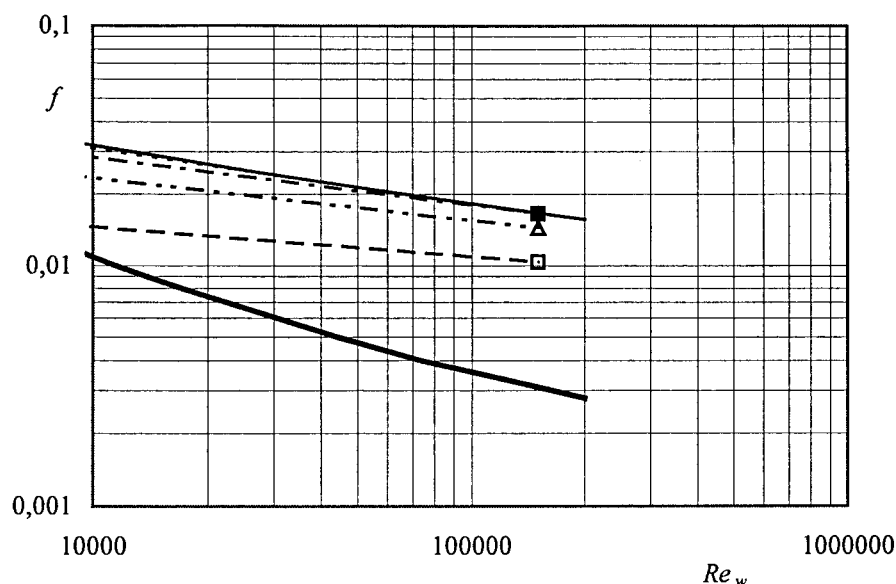


Figura 4.1- Factor de atrito de Darcy em função do número de Reynolds na parede para diferentes valores do índice n da lei de potência. $\square$ $n = 0,2$; Δ $n = 0,4$; $\diamond$ $n = 0,6$; $\blacksquare$ $n = 0,8$; — $n = 1$. A linha a cheio grosso $\blacksquare$ representa a equação (4.7).

As tabelas (A.1) a (A.5) mostram ainda um aumento da viscosidade efectiva com a concentração do polímero aditivo, de tal modo que, embora sejam encontradas velocidades médias do escoamento de cerca de 5 m/s para todos os fluidos, o número de Reynolds máximo diminui de 137.000 com a água para 6.300, 10.400, 21.900 e 21.300 com as soluções baseadas em 0,6% tylose, 0,4% CMC, 0,25% goma de xantano e 1,5% laponite respectivamente. Para cada um dos aditivos estes valores representam as soluções mais concentradas. Os resultados dessas tabelas são aqui apresentados de forma mais compacta como figuras do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds (figuras 4.2 a 4.8). Consoante o regime de escoamento que se pretende analisar utilizam-se os números de Reynolds generalizado (escoamento laminar) e de parede (escoamento turbulento).

Os resultados para escoamento turbulento Newtoniano estão consistentes com a literatura e confirmam que o escoamento está plenamente desenvolvido para elevados números de Reynolds.

4.4- REGIMES LAMINAR E DE TRANSIÇÃO

O uso do número de Reynolds generalizado (Re'), definido na equação (4.5), é apropriado em regime laminar porque universaliza a relação entre a queda de pressão normalizada e o caudal normalizado qualquer que seja o comportamento viscoso do fluido. Já em regime de escoamento turbulento a viscosidade na parede é a preferida para a normalização porque é na região da parede que as forças viscosas são relevantes. A qualidade das medições pode ser verificada nas figuras (4.2 a 4.4), as quais comparam alguns valores medidos de f para escoamento laminar com a expressão teórica (equação 4.6) derivada por Metzner e Reed (1955).

O número de Reynolds generalizado foi calculado com os índices de consistência e de potência determinados através do ajuste do modelo de viscosidade de lei de potência aos dados experimentais da viscosidade viscométrica das soluções, unicamente dentro da gama das taxas de deformação para cada escoamento.

$$Re' = \frac{\rho d^n \bar{U}^{2-n}}{8^{n-1} K \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n} \quad (4.5)$$

onde ρ , d , $\bar{U}$, K e n são a massa específica, o diâmetro da conduta, a velocidade média do escoamento, os parâmetros da lei de potência, respectivamente.

$$f = 64/Re' \quad (4.6)$$

A figura (4.2) apresenta os valores do coeficiente de atrito das soluções de tylose em função do número de Reynolds generalizado. Os valores de f para as soluções de 0,1% correspondem todos ao regime turbulento mesmo para o mais baixo número de Reynolds, coincidindo com a equação de Geiringer. Só a partir da solução de 0,4% tylose se obtém valores de f que coincidem com a equação (4.6).

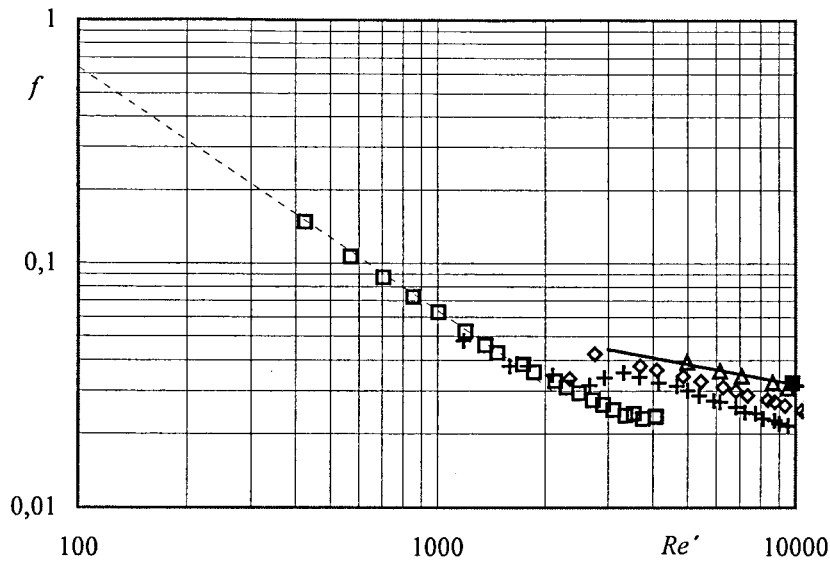


Figura 4.2- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds generalizado para as soluções de tylose: ■ 0,1%; Δ 0,2%; $\diamond$ 0,3%; + 0,4%; o 0,5%; □ 0,6%. Linhas a cheio — e a traço interrompido - - - representam as equações (4.2) e (4.6), respectivamente.

Para todas as soluções de CMC da figura (4.3) os valores medidos de f coincidem com a expressão teórica para o escoamento laminar.

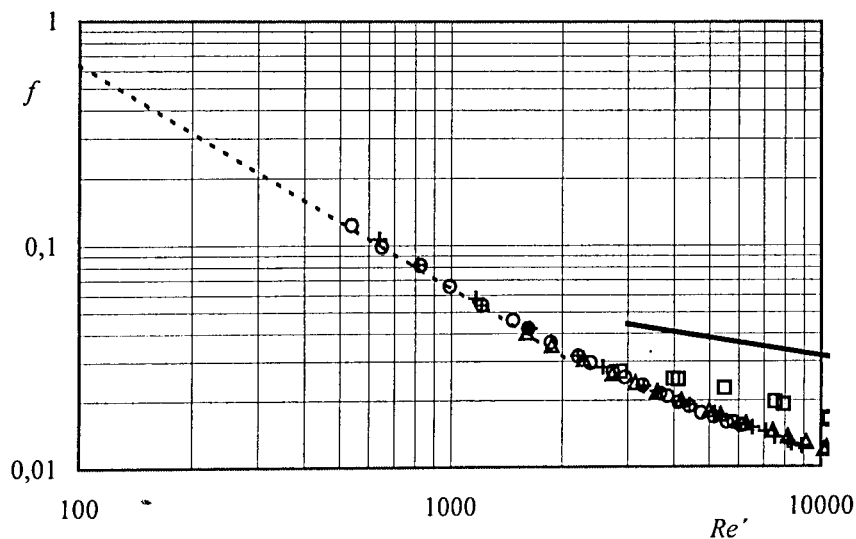


Figura 4.3- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds generalizado para as soluções de CMC: □ 0,1%; Δ 0,2%; + 0,3%; o 0,4%. Linhas como na figura (4.2).

Finalmente, na figura (4.4) são apresentados os valores do coeficiente de atrito das soluções de goma de xantano, em que unicamente as duas soluções mais concentradas de 0,2% e 0,25% XG a apresentarem valores de f que coincidem com a equação (4.6).

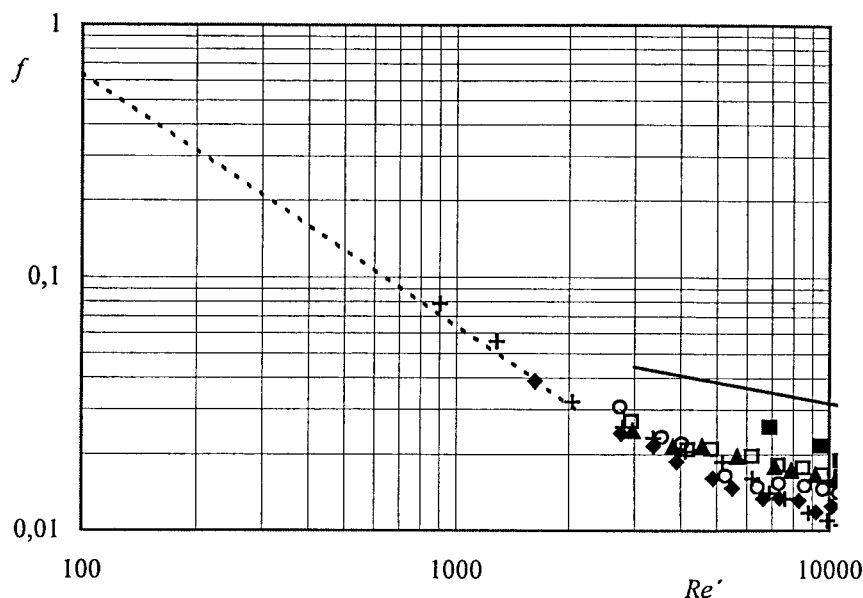


Figura 4.4- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds generalizado para as soluções de XG: ■ 0,05%; □ 0,1% ▲ 0,125%; ○ 0,15%; ◆ 0,2%; + 0,25%. Linhas como na figura (4.2).

4.5-REGIME TURBULENTO

A figura (4.5) representa os valores do coeficiente de atrito em regime turbulento para as soluções de tylose e inclui ainda os resultados das soluções de 0,4 e 0,6% tylose medidas na mesma instalação por Pereira e Pinho (1994 b). Para essas soluções de tylose os valores de Pereira e Pinho (1994 b) apresentam ligeiras diferenças em relação aos dados actuais, apresentando estes um maior grau de confiança por várias razões: enquanto os novos valores apresentam mais claramente a tendência usual de aumento da redução de arrasto com a concentração, os dados antigos mostram poucas alterações com a concentração do polímero. As medições actuais foram efectuadas com amostras maiores e em períodos de tempo mais curtos devido à disponibilidade de um fluxímetro, enquanto que Pereira e Pinho (1994 b) tinham de calcular o caudal por integração do perfil da velocidade média axial que foi medida com anemometria laser-Doppler. Esse procedimento era moroso e implicava frequentes

mudanças de fluido devido à sua degradação mecânica, reduzindo-se assim o grau de confiança dos dados em comparação com os actuais resultados. De qualquer modo, em termos de redução de arrasto máxima as medições presentes confirmam os valores de cerca de 24 e 38% para as soluções de 0,4 e 0,6% tylose de Pereira e Pinho (1994 b). Para esses valores, as diferenças encontradas entre as medições novas e as antigas é de cerca de 9 e 6%, respectivamente.

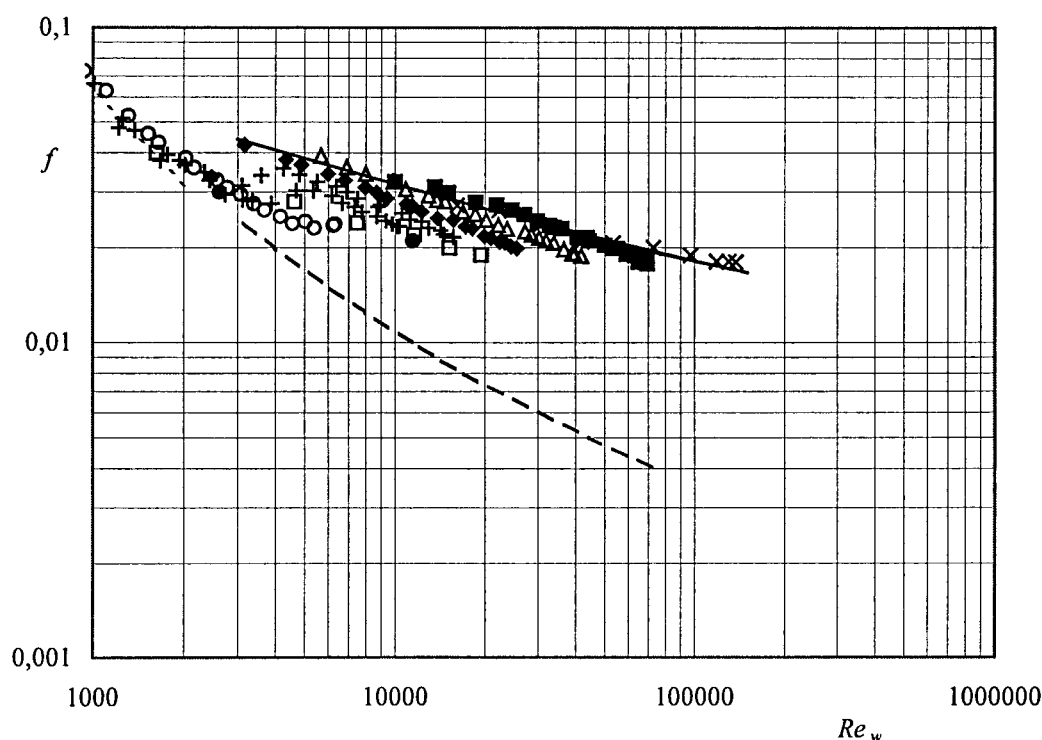


Figura 4.5- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede. Água $\times$; soluções de tylose: $\blacksquare$ 0,1%; $\triangle$ 0,2%; $\blacklozenge$ 0,3%; $+$ 0,4%; $\blacktriangle$ 0,5%; $\circ$ 0,6%; soluções de tylose de Pereira e Pinho (1994 b): $\square$ 0,4%; $\bullet$ 0,6%. As linhas a cheio fino — e a traço interrompido (curto - - - e longo — — —) representam as equações (4.2), (4.6) e (4.7), respectivamente.

Os valores de f para a solução de 0,1% tylose coincidem com a equação de Geiringer para números de Reynolds até 30.000, altura em que se inicia a redução de arrasto para um valor da tensão de corte na parede da ordem de 14 Pa. Para números de Reynolds superiores a redução do arrasto aumenta, alcançando um valor máximo de cerca de 10%. Segundo Virk (1975) para as soluções de um determinado polímero o início da redução de arrasto ocorre a uma tensão de corte na parede constante e independente da concentração do polímero.

Tabela 4.1- Número de Reynolds correspondente a uma tensão de corte na parede de 14 Pa para as soluções de tylose (início da redução de arrasto em regime turbulento).

Solução	Re_w
0,1% tylose	30.000
0,2% tylose	15.000
0,3% tylose	7.500
0,4% tylose	3.700

Com a solução de 0,2% tylose já existe uma região de baixos números de Reynolds onde o coeficiente de atrito exibe um comportamento semelhante ao dos fluidos Newtonianos com um início da redução de arrasto ocorrendo à volta do número de Reynolds de 15.000, enquanto que para a solução de 0,3% tylose o início da redução de arrasto pode ter ocorrido em números de Reynolds perto de 7.500. Para estas duas concentrações de tylose determinou-se o início da redução de arrasto para o mesmo valor da tensão de corte na parede de 14 Pa. As experiências mostraram que o início da redução de arrasto se verifica para números de Reynolds mais baixos quando a concentração das soluções de tylose aumenta, como pode ser visto na tabela (4.1).

Quando a concentração da tylose aumenta progressivamente para 0,6% os dados de escoamento turbulento aproximam-se da asymptota proposta por Virk et al (1970) (equação 4.7), alcançando níveis máximos de redução de arrasto de cerca de 38%.

$$f^{-0,5} = 9,5 \log_{10}(Re_w f^{0,5}) - 19,06 \quad (4.7)$$

Parece existir um atraso na transição em comparação com a lei Newtoniana de fricção o qual depende da concentração do polímero, de modo que as soluções de 0,5 e 0,6% de tylose só alcançam o escoamento turbulento para números de Reynolds acima de 5.000. Esta conclusão não é definitiva porque por si só as medições da queda de pressão e do caudal não permitem chegar a um resultado tão definido, sendo portanto requerida a medição de uma componente da velocidade turbulenta para se marcar indiscutivelmente o início da transição

do ao comportamento. Sabe-se que com soluções muito concentradas de polímero existem condições para que possa ocorrer o início da redução de arrasto ainda no regime laminar, originando uma transição suave desde a curva laminar na direcção das condições de redução de arrasto (Hoyt, 1972 e Virk, 1975).

A figura (4.6) sugere que para as soluções de CMC o início da redução de arrasto tem lugar em condições de regime laminar ou de que a transição está sendo atrasada. As soluções de CMC, nas concentrações à volta de 0,2%, não atingem a redução de arrasto máxima prevista por Virk, exibindo valores de cerca de 60%. A figura inclui também as medições do coeficiente de atrito de Pinho e Whitelaw (1990) com soluções de 0,2, 0,3 e 0,4% CMC que mostram, para idênticos números de Reynolds, uma maior intensidade da redução de arrasto. Para escoamentos de 0,1% CMC a forma da curva do coeficiente de atrito é ligeiramente diferente da actual: após alcançar o escoamento turbulento a um número de Reynolds de 5.000 a redução de arrasto aumenta mais rapidamente com o número de Reynolds que no caso presente, de tal modo que as duas curvas se cruzam.

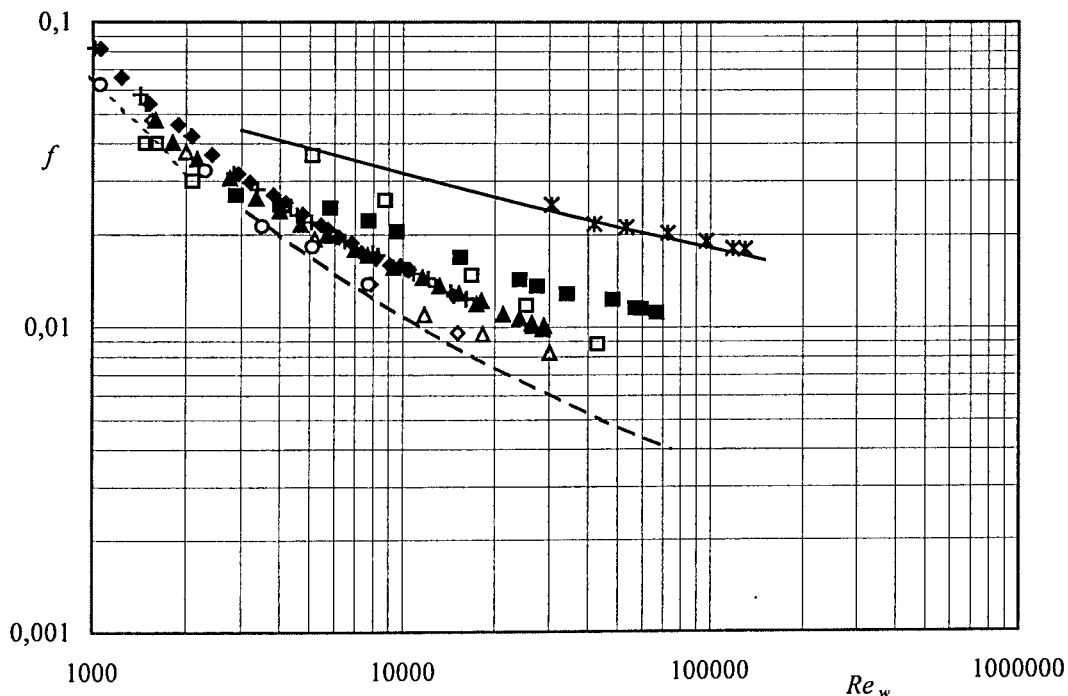


Figura 4.6- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede. × água; soluções de CMC: ■ 0,1%; ▲ 0,2%; + 0,3%; ◆ 0,4%; soluções de CMC de Pinho e Whitelaw, 1990: □ 0,1%; Δ 0,2%; ☆ 0,3%; o 0,4%. Linhas como na figura (4.5).

O trabalho de Escudier *et al* (2000) mostrou que soluções preparadas com o mesmo tipo de polímero proveniente do mesmo fabricante, em diferentes remessas, não conduz necessariamente a diferente reologia. No entanto, de acordo com a Hoechst podem ocorrer pequenas variações na distribuição do peso molecular na mesma remessa ou de remessa para remessa com o mesmo polímero comercial, originando uma variação da viscosidade dos seus polímeros de tylose de $\pm 5\%$ do valor médio. Assim, apesar de o CMC usado por Pinho e Whitelaw (1990) em Inglaterra ser do mesmo tipo e fabricante do utilizado aqui, existe um intervalo de tempo superior a 8 anos entre a aquisição dos dois polímeros o que dificulta a comparação da reologia das duas soluções com o mesmo grau de controle das experiências efectuadas por Escudier *et al* (2000). Em particular, a reologia depende também do solvente, mas é possível que a diferença no comportamento hidrodinâmico possa ser atribuído a algumas diferenças no procedimento de medição. É importante também assinalar, como vimos no capítulo anterior, que as soluções de CMC são muito sensíveis ao pH e a um processo de envelhecimento que é mais intenso do que para as soluções de tylose e goma de xantano.

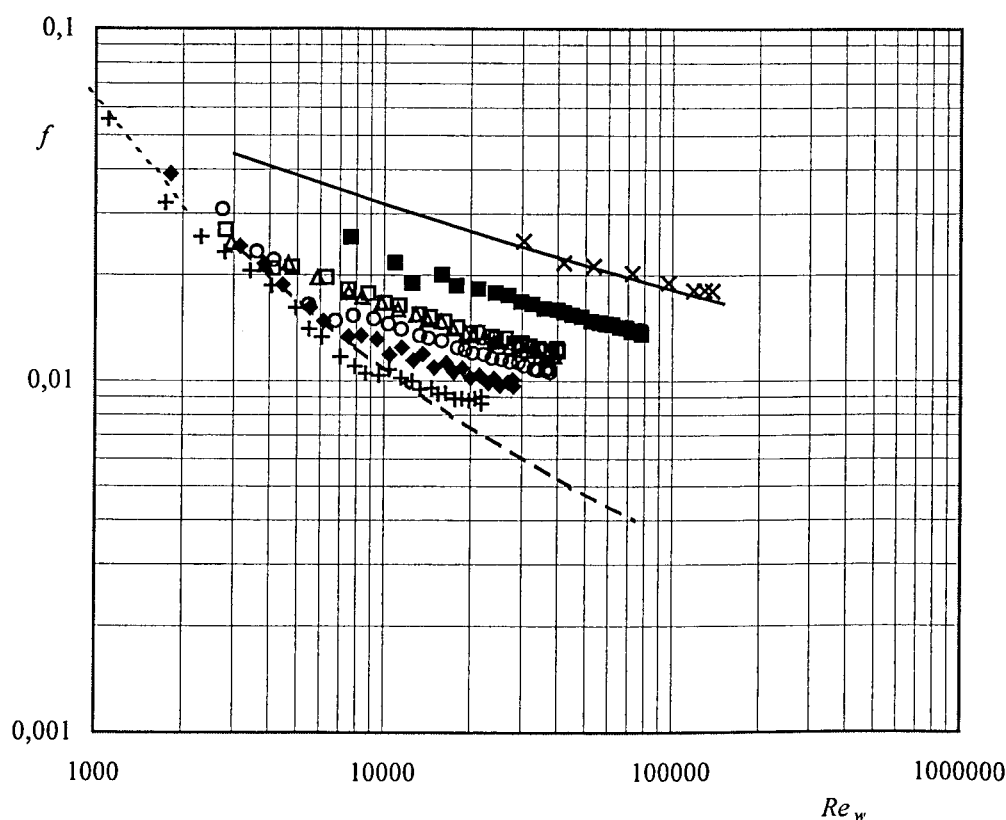


Figura 4.7- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as soluções de XG: ■ 0,05%; □ 0,1%; Δ 0,125%; ○ 0,15%; ◆ 0,2%; + 0,25%. Linhas como na figura (4.5).

A figura (4.7) mostra a evolução do coeficiente de atrito de Darcy com o número de Reynolds da parede, para as soluções aquosas de goma de xantano em concentrações de 0,05 a 0,25% em peso. Reduções de arrasto máximas de 30 a 70% foram medidas em relação a fluidos Newtonianos a número de Reynolds constante para todas as soluções de goma de xantano. Para os dois fluidos mais concentrados dessas soluções, a redução de arrasto medida alcança a assíntota de Virk e em alguns casos ela é excedida. De novo, existe uma clara tendência de aumento da redução de arrasto com a concentração do polímero, com as soluções de goma de xantano mostrando maior eficiência neste aspecto que as soluções de CMC, a concentração e número de Reynolds idênticos, porque a molécula de goma de xantano é mais comprida que a molécula de CMC.

Concentrações elevadas de polielectrolitos estendidos, fibras em suspensão e polímeros de alto peso molecular, apresentam reduções de arrasto que ultrapassam a assíntota de redução de arrasto máxima de Virk. A goma de xantano é um polissacárido com cadeias laterais alinhadas ao longo da cadeia principal da solução em repouso, e isto conduz a uma estrutura helicoidal semi-rígida que está parcialmente estendida. A taxas de deformação elevadas é possível que as cadeias laterais se movam da cadeia principal, e a molécula torna-se mais flexível e assume uma forma circular em vez de uma estrutura semi-rígida. A experiência industrial dos autores em diferentes tipos de resinas plásticas como o cloreto de polivinilo, o polietileno, o poliuretano e as acrílicas, mostrou-nos que quando um polímero tem uma cadeia principal linear de estrutura química alifática, torna-se mais flexível que outros polímeros com uma cadeia principal não linear de estrutura química aromática. Normalmente, um polímero torna-se mais flexível quando o seu peso molecular aumenta substancialmente como é o caso presente do CMC e especialmente dos polímeros de goma de xantano. Quando o número de Reynolds aumenta para além da região de escoamento em regime laminar, as soluções de goma de xantano mostram em escoamentos turbulentos de baixo número de Reynolds, uma redução de arrasto, que para altas concentrações excede a assíntota máxima.

As medições da variação de pressão do escoamento das suspensões de laponite só foram efectuadas após terem sido estabelecidas condições de estado estacionário, isto é, as medições só foram iniciadas após a estabilização da variação de pressão e do caudal. Na figura (4.8) são apresentadas essas medições para caudais abrangendo toda a gama de escoamentos ensaiados na qual representa-se o coeficiente de atrito de Darcy em função do número de Reynolds na parede.

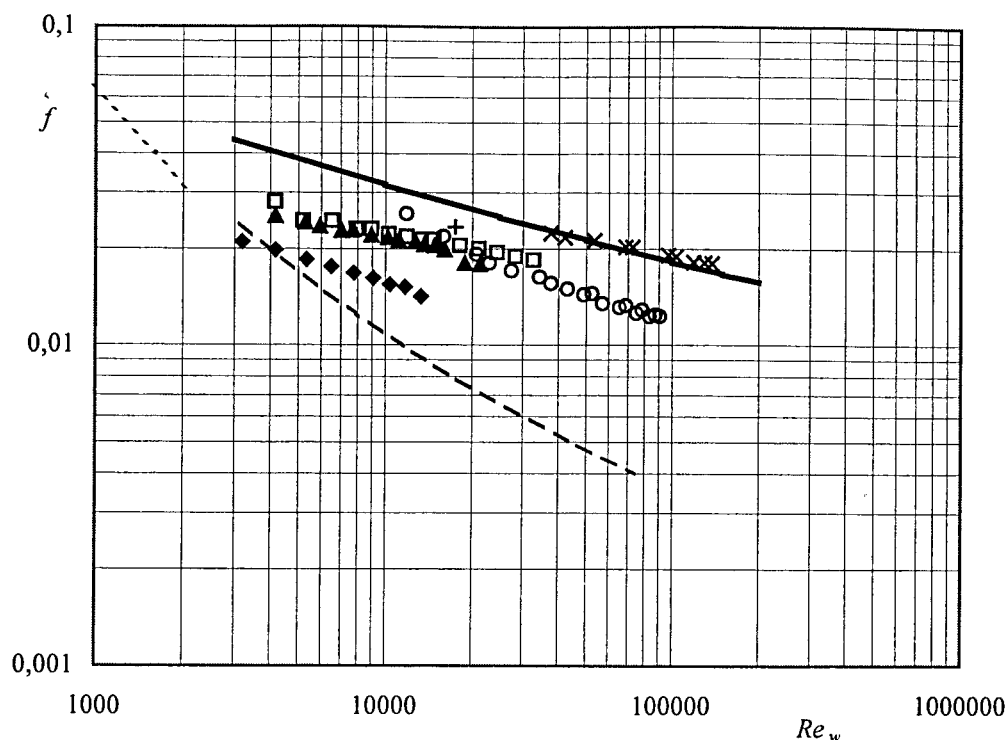


Figura 4.8- Factor de fricção de Darcy em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as suspensões: + 0,05% laponite; $\square$ 1% laponite; $\blacktriangle$ 1,5% laponite; $\blacklozenge$ 0,5/0,07% laponite/CMC; $\circ$ 0,07% CMC. Linhas como na figura (4.5).

Os dados do escoamento turbulento da suspensão de 1,5% laponite parecem ser paralelos à linha de Geiringer com níveis de redução de arrasto entre 29 e 35,5% os quais são consistentes com os valores do coeficiente de atrito e redução de arrasto de 26 a 33% do trabalho de Escudier e Presti (1996) para a mesma a suspensão. Os valores da redução de arrasto confirmam alguma elasticidade da laponite apresentada nos ensaios oscilatórios. Esta elasticidade é confirmada pelos valores das duas últimas colunas da tabela (A.5), e pode ser possível devido às interações dentro da dupla camada eléctrica das pequenas placas individuais, as quais originam o crescimento de uma estrutura de equilíbrio em gel com uma resposta elástica a uma tensão de corte aplicada.

O coeficiente de atrito da solução de 0,5/0,07% laponite/CMC é menor que para a solução de 0,07% CMC. A redução de arrasto máxima de 52% sugere que existe influência da laponite na redução de arrasto em concentrações tão baixas como foi visto com as suspensões 1 e 1,5% laponite.

4.6- DESACOPLAMENTO DAS REDUÇÕES DE ARRASTO VISCOSO E ELÁSTICO

Vimos que algumas soluções podem exibir quer um atraso na transição, ou um início da redução de arrasto sob condições de regime de escoamento laminar, ou ambos. Uma representação da redução de arrasto “elástica” ($Dr_e \equiv Dr - Dr_v$) em função do número de Reynolds na parede pode, em alguns casos, ajudar a clarificar as situações. Tais representações foram elaboradas para as soluções de tylose, CMC, goma de xantano e laponite e são apresentadas nas figuras (4.9), (4.10), (4.11) e (4.12), respectivamente. As figuras mostram bem duas diferenças de comportamento: para as soluções de 0,1 a 0,4% de tylose Dr_e varia de um modo linear, exprimindo uma variação semi-logarítmica com Re_w , tendendo a cruzar o eixo das abcissas para valores do número de Reynolds superiores a 3.000. A ausência deste comportamento para as outras soluções confirma que a tensão crítica para o início da redução de arrasto é atingida em escoamento laminar. Para as soluções de CMC e XG o valor da Dr_e máxima é de 50%, correspondendo a uma Dr total de 60 e 70% a números de Reynolds de 30.000 e 20.000, respectivamente. Então, a redução de arrasto viscosa é mais significativa para as soluções de XG do que para as soluções de CMC representando cerca de 30 e 15% do total, respectivamente.

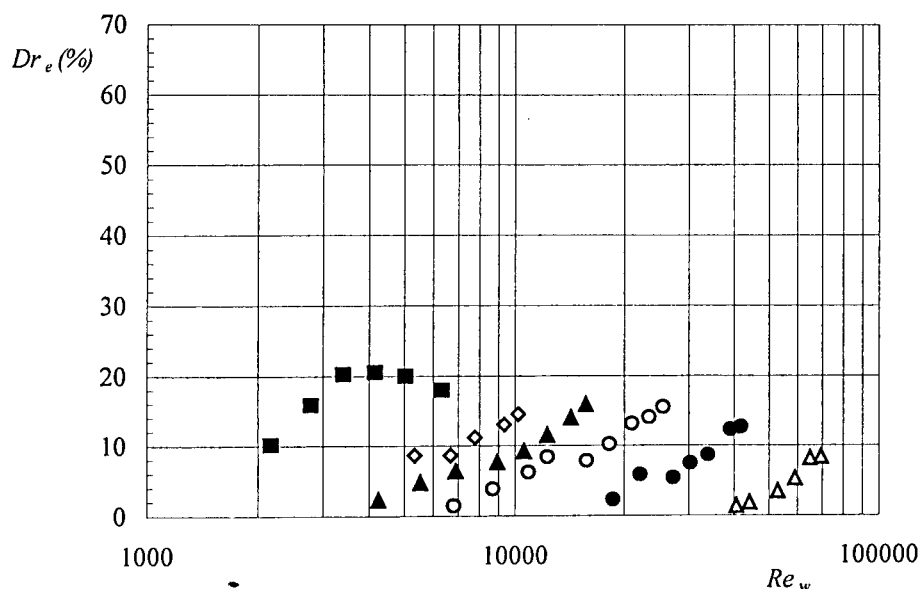


Figura 4.9- Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as soluções de tylose: Δ 0,1%; $\bullet$ 0,2%; $\circ$ 0,3%; $\blacktriangle$ 0,4%; $\diamond$ 0,5%; $\blacksquare$ 0,6%.

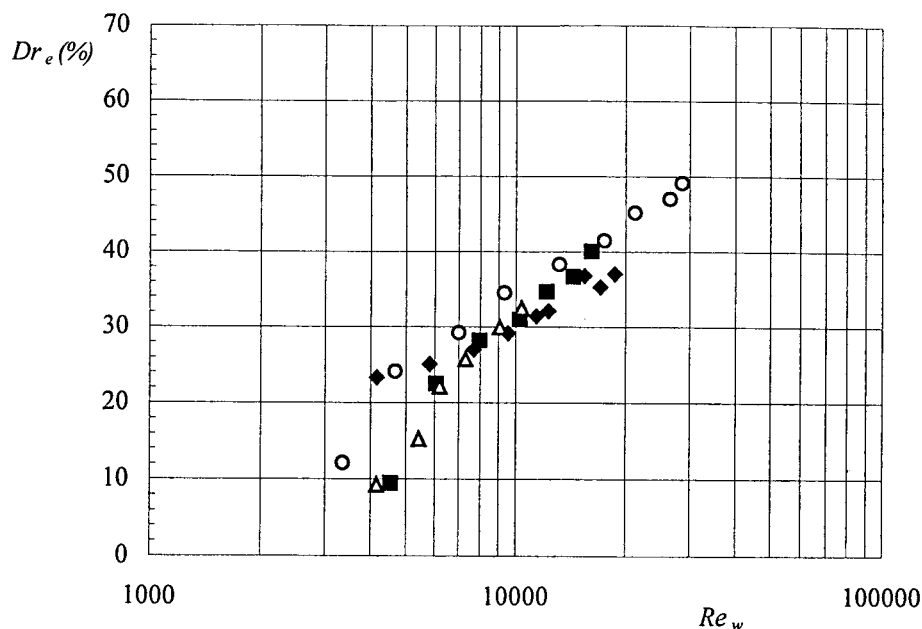


Figura 4.10- Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as soluções de CMC: ◆ 0,1%; ○ 0,2%; ■ 0,3%; △ 0,4%.

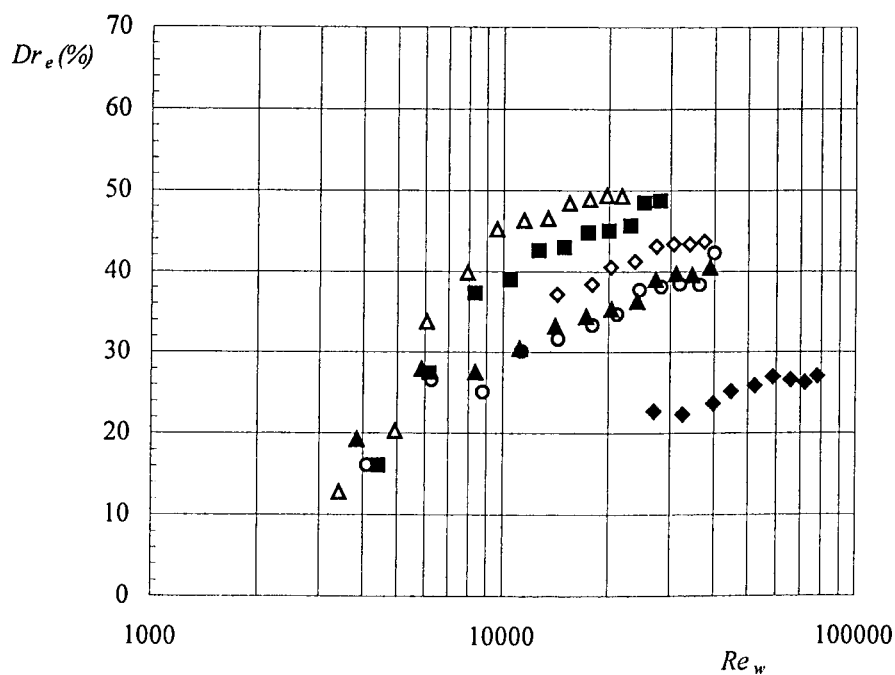


Figura 4.11-Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as soluções de XG: ◆ 0,05%; ○ 0,1%; ▲ 0,125%; ◇ 0,15%; ■ 0,2%; △ 0,25%.

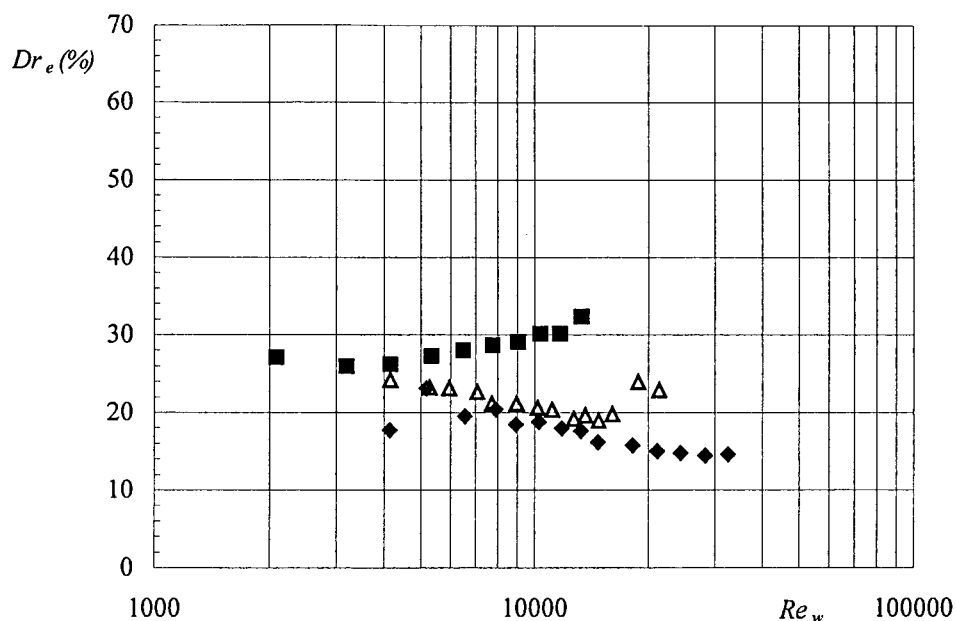


Figura 4.12- Redução de arrasto “elástica” em função do número de Reynolds calculado com a viscosidade na parede para as suspensões de laponite: $\blacklozenge$ 1%; $\triangle$ 1,5%; e solução de 0,5/0,07% laponite/CMC $\blacksquare$.

A redução de arrasto é calculada em relação à lei Newtoniana turbulenta, então a partir das figuras (4.9 a 4.12) podemos observar que ela aumenta para condições de escoamento de transição. Quando o número de Reynolds aumenta, o escoamento torna-se turbulento verificando-se uma súbita queda da redução de arrasto seguida de um aumento no início da redução de arrasto. Outros comportamentos são possíveis e a figura (4.13) resume-os qualitativamente: curva (1) representa o comportamento de um fluido Newtoniano, com a região de transição bem definida antes de alcançar o escoamento turbulento, e onde não existe redução de arrasto. A curva (2) é para um fluido não-Newtoniano com região de transição semelhante à do fluido Newtoniano, mas com um claro início da redução de arrasto que tem lugar na região do escoamento turbulento. A curva (3) pertence a um fluido não-Newtoniano para o qual o início da redução de arrasto tem lugar para números de Reynolds no regime de transição e a máxima intensidade de redução de arrasto é inferior que a máxima prevista pela curva de Virk. A curva (4) representa fluidos não-Newtonianos, onde o início da redução de arrasto tem claramente lugar sob condições de escoamento de transição e a redução de arrasto segue de perto a que corresponde um fluido com redução de arrasto máxima como é prevista

pela curva de Virk, quando o número de Reynolds aumenta para a região de escoamento turbulento.

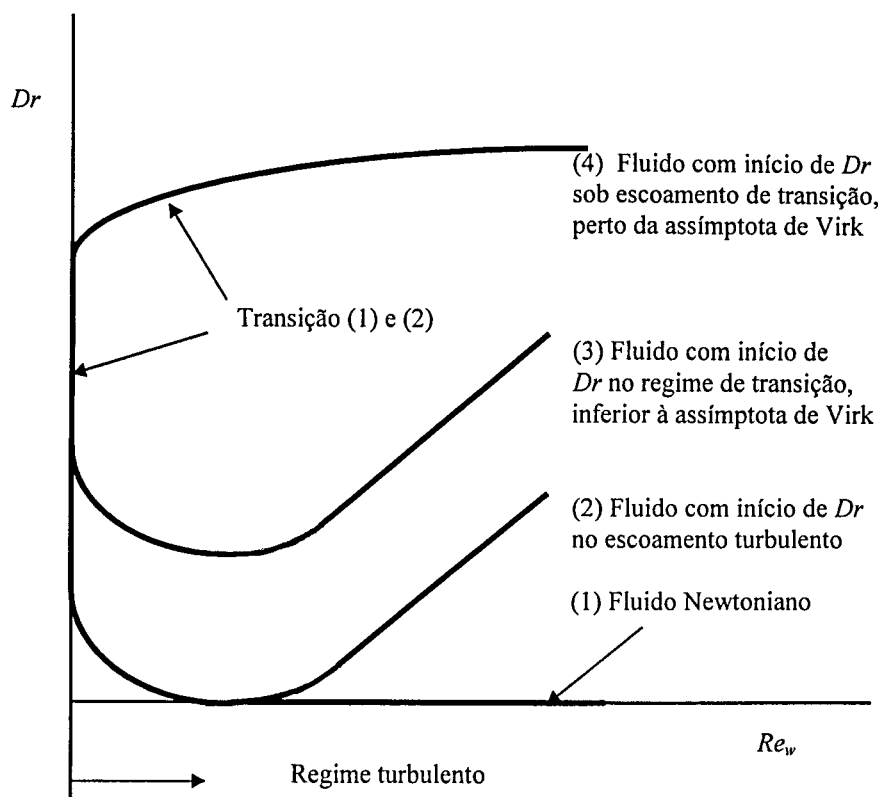


Figura 4.13- Curvas para o início da redução de arrasto.

Comparando as várias curvas da figura (4.13) com os dados experimentais representados nas figuras (4.9), (4.10), (4.11) e (4.12), podem ser tiradas as seguintes conclusões:

1) Para todos as soluções de tylose, excepto para a solução de 0,6%, há uma transição bem definida entre os escoamentos laminar e turbulento, e existe de facto um atraso na transição quando a concentração do polímero aumenta. Para as concentrações mais baixas, o início da redução de arrasto ocorre em condições de escoamento turbulento, a números de Reynolds de cerca de 20.000 e 10.000, para as soluções de 0,1 e 0,2% tylose, respectivamente. O aspecto da curva da redução de arrasto para a solução de 0,6% tylose sugere que, quando é alcançado o número de Reynolds máximo o escoamento está ainda em regime de transição, evoluindo ainda para o escoamento turbulento totalmente desenvolvido. Para concentrações superiores a 0,3%, o escoamento torna-se turbulento depois de já ter sido atingido o início da redução de arrasto, apresentando valores elevados de redução de arrasto mesmo para baixos números de Reynolds do escoamento turbulento.

2) Para as soluções de CMC e goma de xantano e para as suspensões de laponite o número de Reynolds de transição não está claramente identificado porque a intensidade da redução de arrasto é elevada e as condições do seu início parecem estar preenchidas a números de Reynolds que correspondem a regime de escoamento de transição, com todas as soluções evoluindo segundo a curva (3) na figura (4.13).

O facto de alguns fluidos não-Newtonianos exibirem um atraso na transição proporcional à concentração do polímero, quando comparados com os fluidos Newtonianos, poderá vir a condicionar a recuperação do escoamento desses fluidos viscoelásticos a jusante da colagem nas expansões súbitas a estudar no capítulo seguinte.

4.7- CONCLUSÕES

Efectuou-se uma investigação detalhada do comportamento das soluções aquosas de 0,1 a 0,6% tylose, de 0,1 a 0,4% CMC, de 0,05 a 0,25% goma de xantano e das suspensões de 1 e 1,5% laponite e de 0,5/0,07% laponite/CMC num escoamento turbulento em conduta de secção circular constante. Os resultados foram consistentes com os dados da literatura para fluidos semelhantes e revelaram a ocorrência de redução de arrasto além de terem fornecido uma explicação simples para os efeitos da concentração e do peso molecular. Os resultados mostram uma redução de arrasto total de 10 para 38%, 45 para 60%, 30 para 70% e 22 para 52%, respectivamente, para as soluções de tylose, CMC, goma de xantano e suspensões de laponite. Foi possível separar os efeitos elásticos (Dr_e) dos efeitos da pseudoplasticidade (Dr_v) sobre a redução de arrasto total, tendo-se verificado que para as soluções de CMC e XG o valor da Dr_e máxima foi de 50%, correspondendo a uma Dr total de 60 e 70% a números de Reynolds de 30.000 e 20.000, respectivamente. A redução de arrasto viscosa foi mais significativa para as soluções de XG do que para as soluções de CMC com cerca de 30 e 15% do total, respectivamente.

Quando comparados com a lei Newtoniana de fricção, alguns fluidos não-Newtonianos exibiram um atraso na transição proporcional à concentração do polímero, com as condições de escoamento turbulento a serem alcançadas a números de Reynolds de 5.000 com as soluções de 0,5 e 0,6% tylose e de 0,4% CMC e suspensão de 1,5% laponite, e 10.000 para a solução de 0,25% goma de xantano.

CAPÍTULO 5- ESCOAMENTO EM EXPANSÕES SÚBITAS AXISSIMÉTRICAS

5.1- INTRODUÇÃO

Este capítulo descreve e discute os resultados obtidos no escoamento de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos em duas expansões súbitas axissimétricas. Neste trabalho experimental foram medidas com anemometria laser as três componentes da velocidade média e o desvio padrão das flutuações de velocidade em 13 estações ao longo das secções de teste, estando uma localizada a montante do degrau. Foi medida a variação de pressão estática ao longo das secções de trabalho com dois transdutores diferenciais de pressão.

A secção seguinte apresenta os resultados das medições das condições de entrada para os escoamentos Newtonianos e não-Newtonianos. Segue-se então a apresentação e discussão dos escoamentos médio e turbulento a jusante da expansão para cada um dos fluidos não-Newtonianos, a sua comparação com os campos de velocidade para fluidos Newtonianos e o capítulo termina com um resumo das principais conclusões.

5.2- DEFINIÇÃO DO NÚMERO DE REYNOLDS DO ESCOAMENTO

A questão da definição do número de Reynolds em escoamentos complexos de fluidos de viscosidade variável foi já abordado com algum detalhe por Castro e Pinho (1995). Para facilitar comparações com anteriores trabalhos calcularam-se três números de Reynolds para cada escoamento: o número de Reynolds (Re_w) baseado na velocidade média e viscosidade na parede a montante, esta calculada a partir dos dados viscométricos correspondentes à tensão de corte na parede que é determinada a partir das medições da variação de pressão; o número de Reynolds (Re) usado por Castro e Pinho (1995) e definido pelas equações (5.1) e (5.2); e o número de Reynolds generalizado (Re_{gen}) da equação (5.3). O número de Reynolds Re é definido aqui como

$$Re = \frac{\rho \cdot U_1 \cdot d}{\eta(\dot{\gamma}_c)} \quad (5.1)$$

onde a viscosidade é calculada com o modelo de viscosidade adoptado para o fluido a uma taxa de deformação característica $\dot{\gamma}_c$ envolvendo a altura do degrau e aqui definida como

$$\dot{\gamma}_c \equiv \frac{U_1}{H} \quad (5.2)$$

O número de Reynolds generalizado é dado pela equação

$$\text{Re}_{gen} = \frac{\rho \cdot d^n \cdot U_1^{2-n}}{K} \quad (5.3)$$

e é equivalente a utilizar a equação (5.1) com a lei de potência de viscosidade de Ostwald de Waele a uma taxa de deformação característica $\dot{\gamma}_c \equiv \frac{U_1}{d}$.

A determinação dos comprimentos da bolha de recirculação efectuou-se por intermédio de uma dupla medição da velocidade média axial numa malha fina posicionada na região de colagem do escoamento. Os nós desta malha estavam separados axial e radialmente por 3 e 0,2 mm, respectivamente, e estimou-se que a incerteza desta medição, devido às incertezas do posicionamento do volume de controlo e da medição da velocidade média axial, é de 1,1%.

5.3- CONDIÇÕES DE ENTRADA

Quatro condições de escoamento, correspondendo aos caudais máximos para a água, para as soluções de 0,2% em peso de goma de xantano e CMC e para a suspensão de 1% em peso de laponite, foram medidas sendo os escoamentos dos fluidos não-Newtonianos comparados com o da água. De modo a investigar o efeito do número de Reynolds, a água e todas as soluções não-Newtonianas foram também medidas a um caudal inferior. As soluções de 0,1 e 0,2% em peso de goma de xantano foram também medidas a um caudal mais baixo para verificar o efeito da concentração e, por comparação com Escudier e Smith (1999), o efeito da condição de entrada.

Para cada fluido o escoamento de maior número de Reynolds nas tabelas (5.1) e (5.2) corresponde ao máximo caudal na instalação. Nas tabelas estão também resumidos os comprimentos de recirculação x_R normalizados pela altura do degrau H nas duas expansões súbitas.

Todos os ensaios realizados corresponderam a condições de escoamento turbulento desenvolvido à entrada da expansão súbita.

Tabela 5.1- Características principais de todos os escoamentos investigados na expansão $RE = 1,538$.

Escoamento	Fluido	U_I (m/s)	Re	Re_w	Re_{gen}	x_R/H ($RE=1,538$)
1	água	4,61	133.600	133.600	133.600	8,43
2	água	1,73	50.100	50.100	50.100	8,71
3	0,1%XG	3,04	14.090	19.570	8.100	6,93
4	0,2%XG	5,06	18.100	27.100	10.650	6,79
5	0,2%XG	4,02	12.750	19.350	7.650	7,14
6	0,2%CMC	5,22	12.990	29.000	7.970	8,79
7	0,2%CMC	4,01	9.060	18.600	5.600	8,93
8	1%lap	4,57	21.250	31.400	9.270	8,57
9	1%lap	3,07	11.690	17.800	4.840	8,71

Tabela 5.2- Características principais de todos os escoamentos investigados na expansão $RE = 2$.

Escoamento	Fluido	U_I (m/s)	Re	Re_w	Re_{gen}	x_R/H ($RE=2$)
1	água	4.62	133.900	133.900	133.900	9,30
2	água	1.74	50.400	50.400	50.400	10,00
3	0,1%XG	3.05	10.510	19.630	8.140	9,08
4	0,2%XG	5.05	13.000	27.050	10.620	8,73
5	0,2%XG	4.04	9.200	19.440	7.700	8,77
6	0,2%CMC	5,22	10.350	29.000	7.970	9,27
7	0,2%CMC	4,01	7.220	18.600	5.600	9,31

5.3.1- FLUIDOS NEWTONIANOS

Os gradientes de pressão medidos a montante da expansão estavam concordantes com os gradientes de pressão medidos com o mesmo fluido numa conduta de secção constante de Pereira e Pinho (1994 b). As figuras (5.1) e (5.2) mostram os perfis radiais da velocidade média axial em escoamento plenamente desenvolvido localizado na estação $-0,5d$ e $-0,65d$ na conduta a montante da expansão súbita, respectivamente para as expansões de $RE = 1,538$ e $RE = 2$.

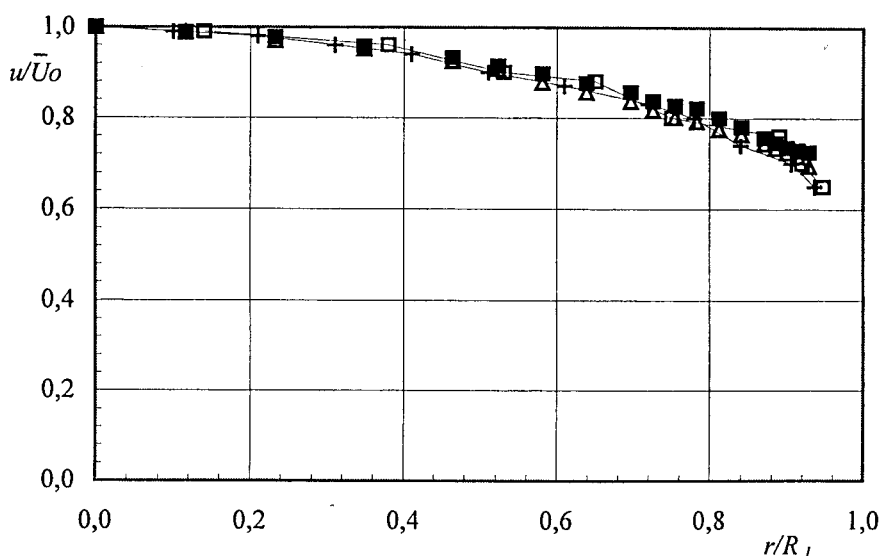


Figura 5.1- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re= 133.600$; Δ $Re= 50.100$; ar: —□— $Re= 15.200$ Clark; —+— $Re= 50.000$ Laufer; ($RE = 1,538$).

Devido a um erro inicial no factor de conversão das tabelas de localização do volume de controle utilizado para a expansão $RE = 1,538$ (e posteriormente corrigido), todas figuras onde estão representadas essas velocidades só apresentam valores até à distância normalizada $r/R_1 = 0,92$.

As velocidades foram normalizadas pela velocidade média no eixo e os perfis de elevado número de Reynolds são mais planos que aqueles a menor número de Reynolds. Os perfis de velocidade do escoamento médio comparam bem com valores existentes na literatura para fluidos Newtonianos apresentados por Laufer (1954) e Clark (1968). No entanto, uma

observação mais cuidada das duas figuras mostra que os perfis da velocidade média são mais planos em $x = -0,65d$ indiciando que o escoamento em $-0,5d$ já pode estar a ser afectado pela presença da expansão.

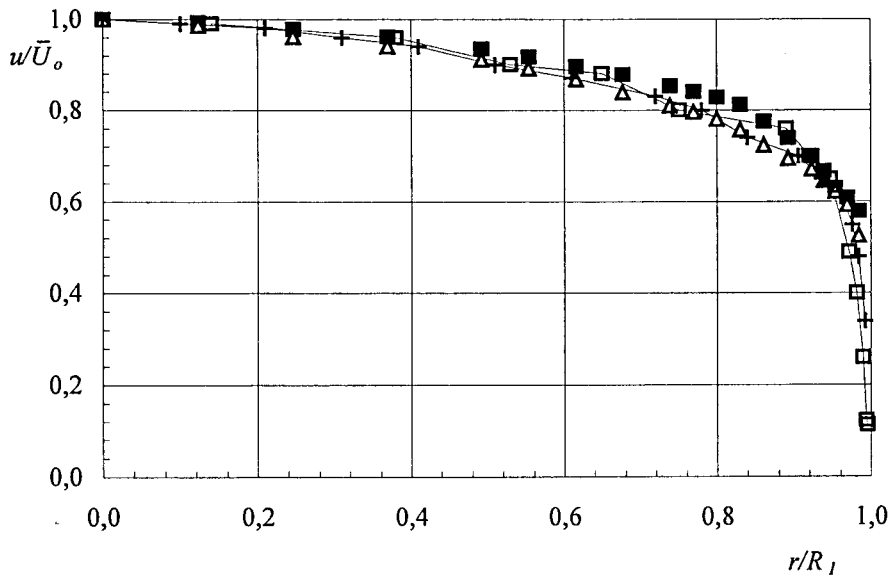


Figura 5.2- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; ar: -□- $Re = 15.200$ Clark; -+- $Re = 50.000$ Laufer; ($RE = 2$).

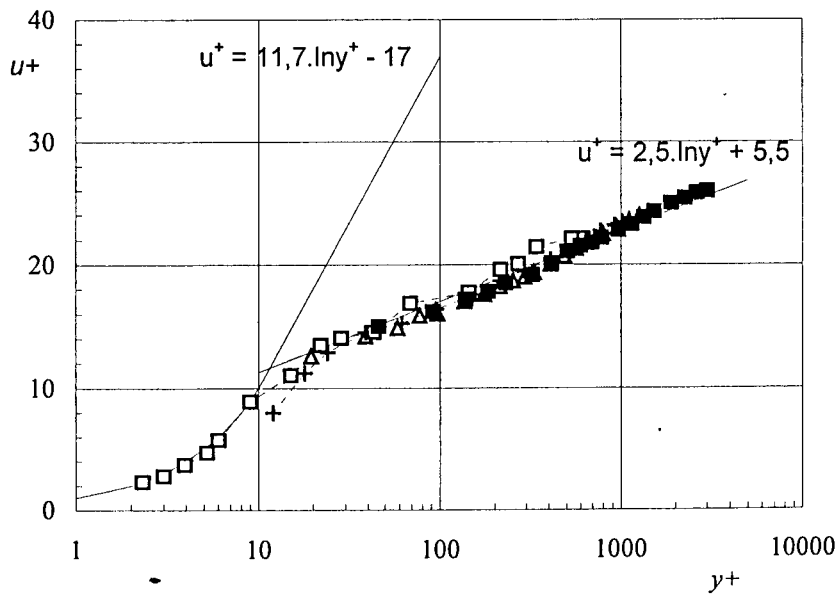


Figura 5.3- Perfis da velocidade média local na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante em coordenadas de parede. Água: ■ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; ar: -□- $Re = 15.200$ Clark; -+- $Re = 50.000$ Laufer; ($RE = 2$).

Os perfis de velocidade média normalizados pela velocidade de fricção e em coordenadas de parede correspondentes à figura (5.2) apresentam-se na figura (5.3), e são coerentes com os perfis em coordenadas físicas. A análise da figura (5.3), revela a concordância de todos os resultados quando comparados com a lei Newtoniana.

Nas figuras (5.4-a a 5.4-c) e (5.5-a a 5.5-c) estão representadas as três componentes das velocidades turbulentas normalizadas com a velocidade de fricção juntamente com resultados da literatura de Clark (1968) e Lawn (1971). Esta série de figuras confirma o anteriormente observado para a velocidade média, isto é, que o escoamento a $-0,5d$ já pode estar a ser afectado pela presença da expansão apresentando turbulência inferior ao verificado em $-0,65d$, em especial para as componentes axial e tangencial, onde o escoamento está mais de acordo com os resultados da literatura.

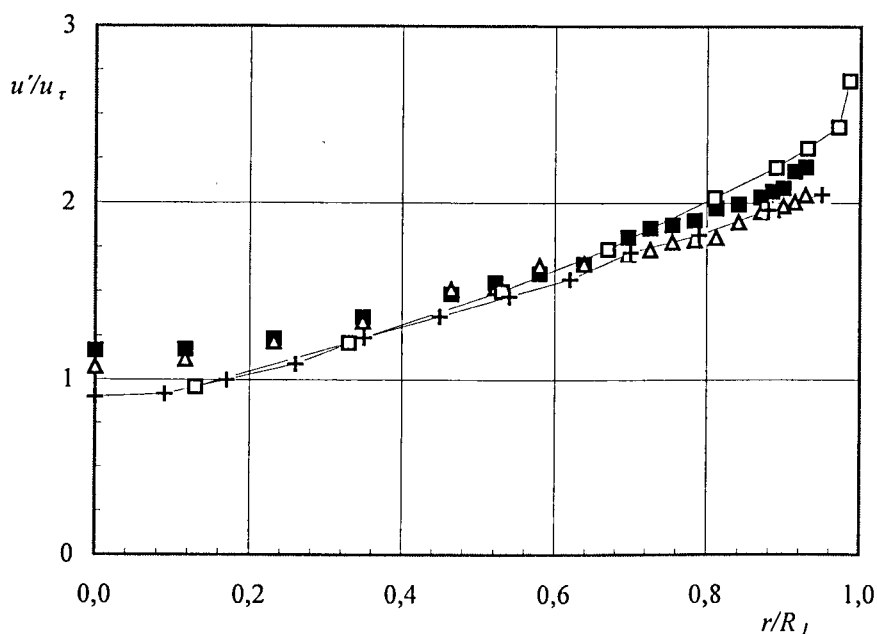


Figura 5.4-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re = 133.600$; △ $Re = 50.100$; ar: —□— $Re = 45.600$ Clark; —+— $Re = 90.000$ Lawn; ($Re = 1,538$).

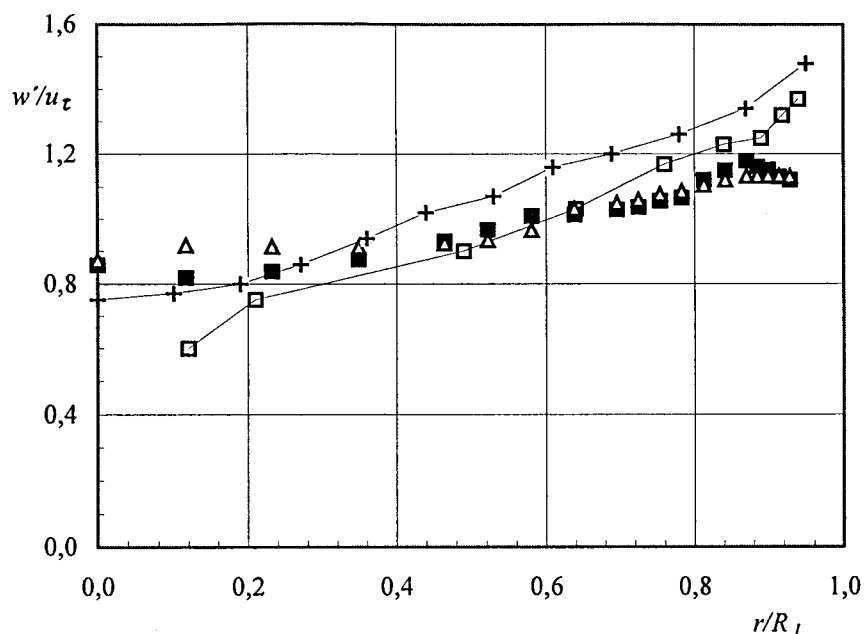


Figura 5.4-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.4-a); ($RE=1,538$).

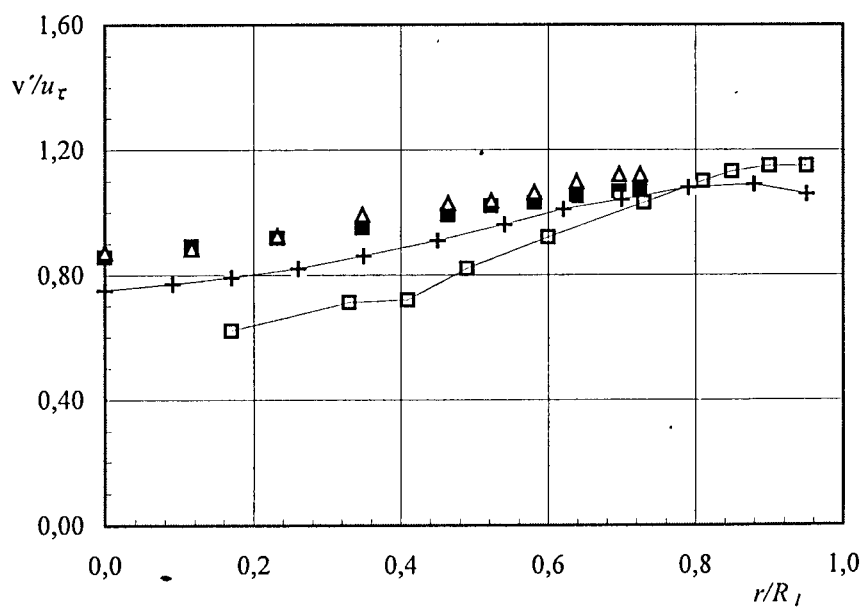


Figura 5.4-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.4-a); ($RE=1,538$).

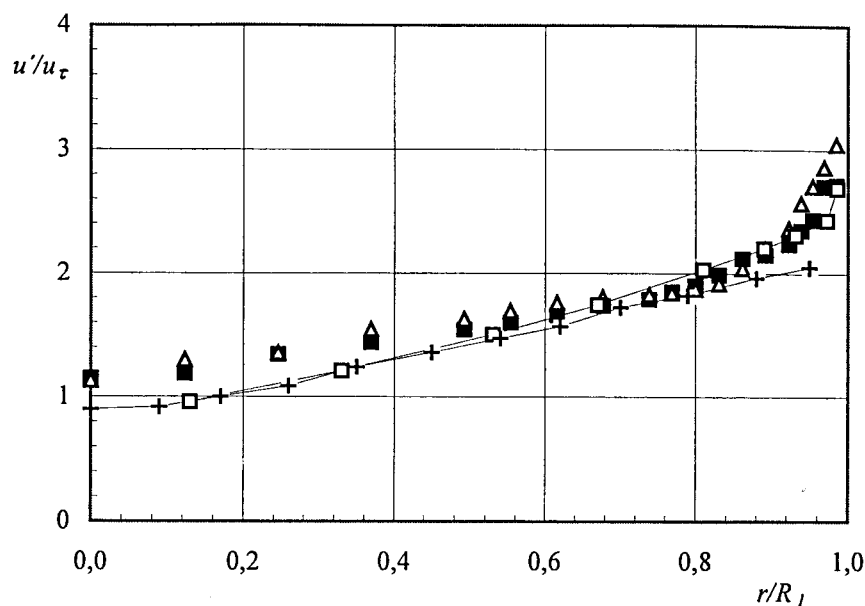


Figura 5.5-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re= 133.900$; Δ $Re= 50.400$; ar: $\square$ $Re= 45.600$ Clark; $+-$ $Re= 90.000$ Lawn; ($RE=2$).

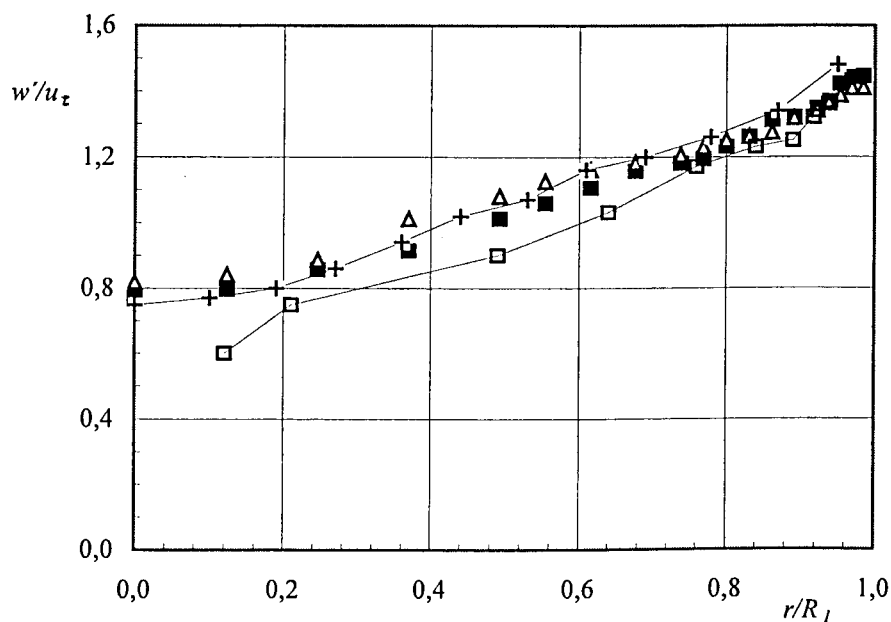


Figura 5.5-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.5-a); ($RE=2$).

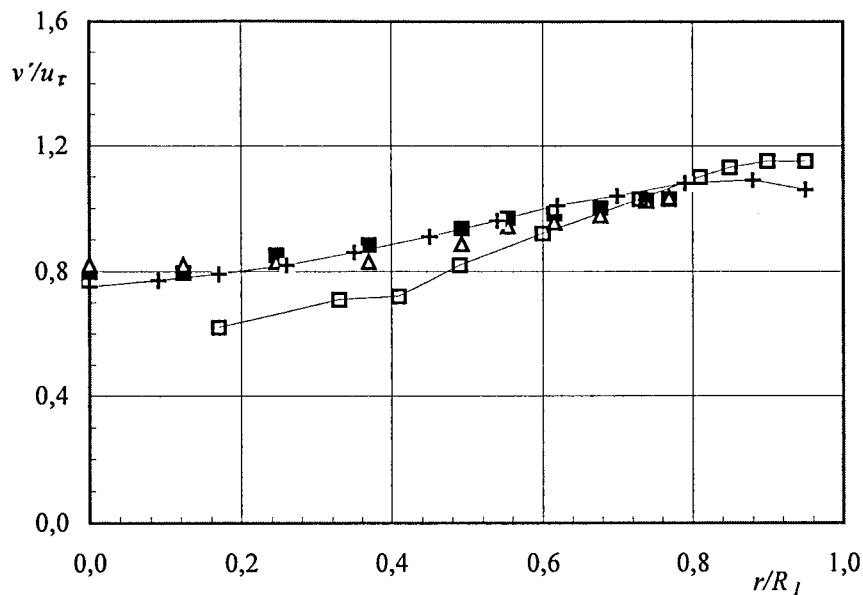


Figura 5.5-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.5-a); ($RE=2$).

5.3.2- FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

5.3.2.1-Goma de xantano

As figuras (5.6 e 5.7), mostram os perfis radiais da velocidade média axial em escoamento plenamente desenvolvido para as soluções de goma de xantano e compara-os com os da água. Os perfis estão localizados na conduta a montante da expansão súbita nas estações $-0,5d$ e $-0,65d$, respectivamente para as expansões de $RE = 1,538$ e $RE = 2$. Para as soluções não-Newtonianas viscoelásticas os perfis são mais planos que os perfis Newtonianos, apesar dos valores significativamente menores dos seus números de Reynolds.

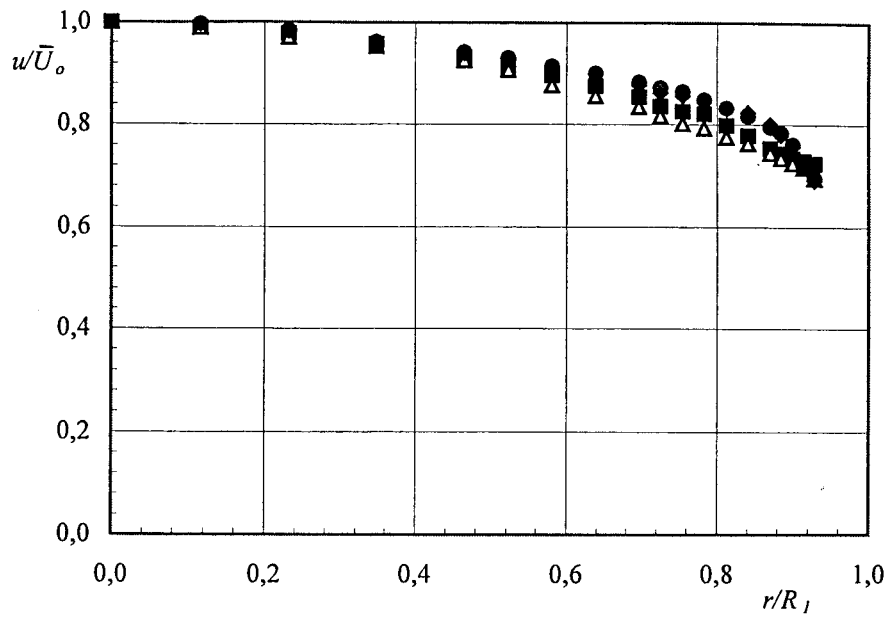


Figura 5.6- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; XG: o 0,1% $Re_w = 19.570$; 0,2%: ◆ $Re_w = 27.100$; ◇ $Re_w = 19.350$; ($RE = 1,538$).

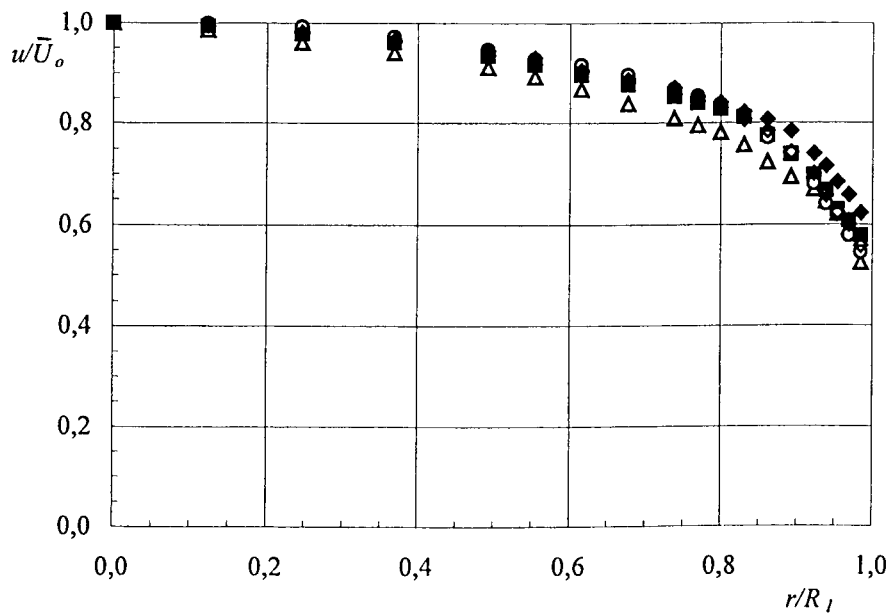


Figura 5.7- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; XG: o 0,1% $Re_w = 19.630$; 0,2%: ◆ $Re_w = 27.050$; ◇ $Re_w = 19.440$; ($RE = 2$).

As figuras (5.8-a a 5.8-c) e (5.9-a a 5.9-c), apresentam os perfis das flutuações das velocidades das soluções de goma de xantano e compara-os com os da água, na conduta a montante de cada expansão. Ao analisarmos os perfis dos fluidos não-Newtonianos viscoelásticos verificamos algumas diferenças. Assim, os perfis da componente axial são típicos de fluidos exibindo redução de arrasto, isto é, são mais elevados que os perfis dos fluidos Newtonianos em especial em $x = -0,65d$, verificando-se que aumentam com a concentração do polímero. No entanto, as componentes transversais ($\bar{w}^2$ e $\bar{v}^2$) apresentam um comportamento bem diferente: em $x = -0,5d$ têm um andamento aproximadamente semelhante aos dos fluidos Newtonianos, talvez devido ao facto do escoamento já estar a ser afectado pela expansão, enquanto são consideravelmente amortecidas em relação às mesmas componentes Newtonianas em $x = 0,65d$, como foi verificado com a tylose em Pereira e Pinho (1994 b).

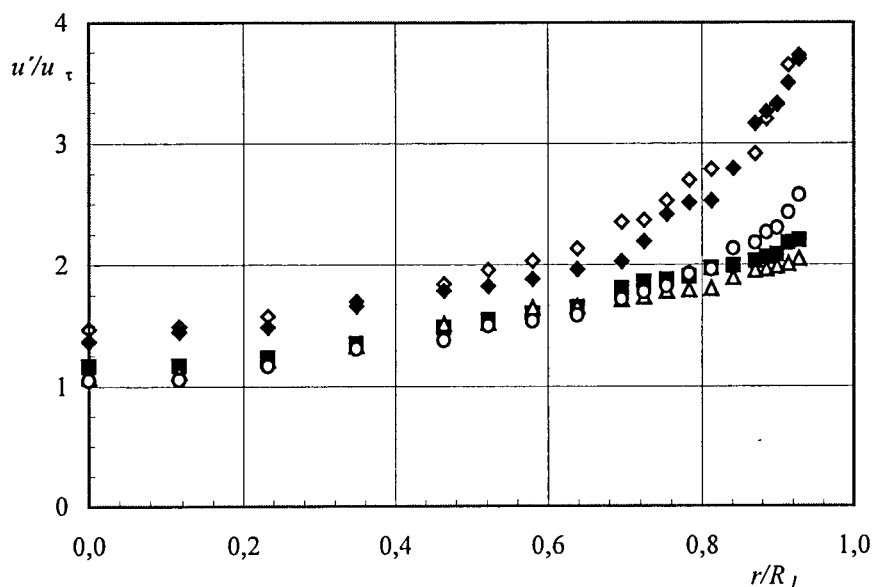


Figura 5.8-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.6); ($Re=1,538$).

Este efeito é mais forte do que o sugerido pelas figuras se tivermos em atenção que escoamentos de baixos números de Reynolds em condutas estão normalmente associados com uma maior turbulência (comparar os dados para escoamentos Newtonianos a $Re = 50.100$ e $Re = 133.900$). Esta diferença entre o comportamento de $\bar{u}^2$ e de $\bar{w}^2$ e $\bar{v}^2$ é no entanto normal

e está relacionado com a decomposição da correlação cruzada axial-radial $\overline{u'v'}$ a qual leva, inevitavelmente, a uma redução do factor de fricção no escoamento na conduta.

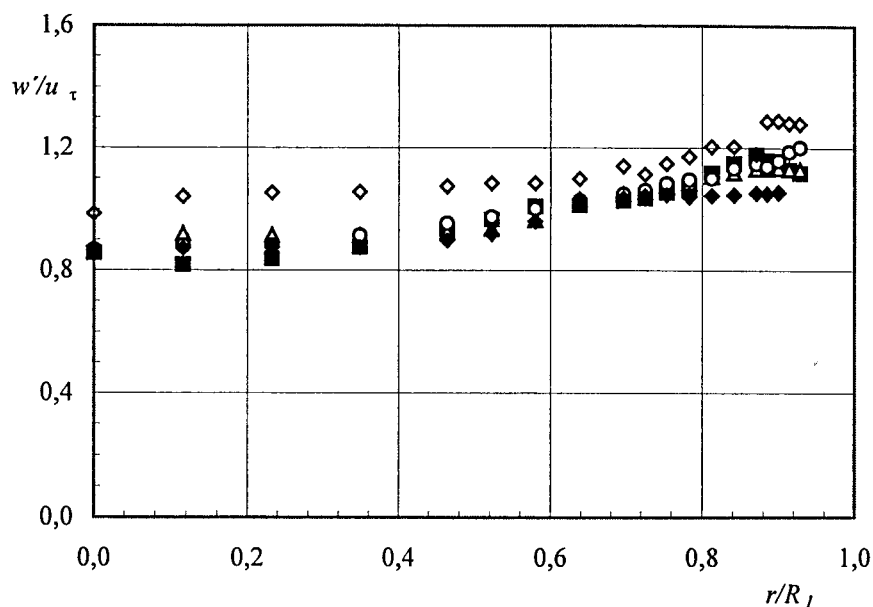


Figura 5.8-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.6); ($RE=1,538$).

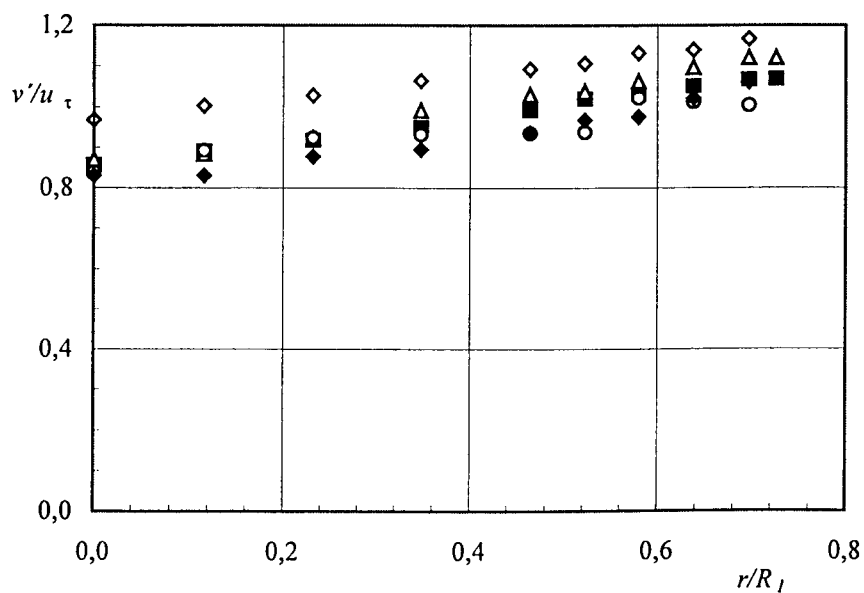


Figura 5.8-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.6); ($RE=1,538$).

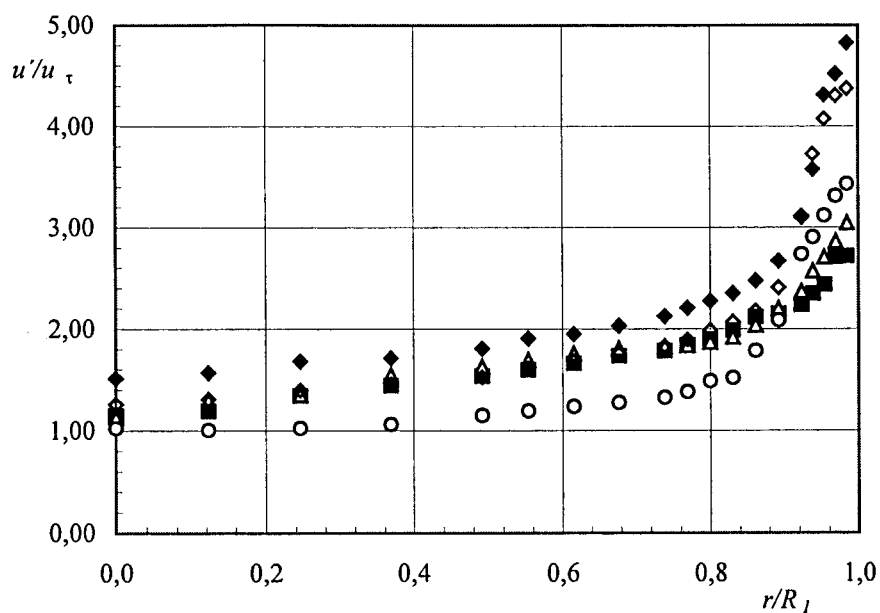


Figura 5.9-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.7); ($RE=2$).

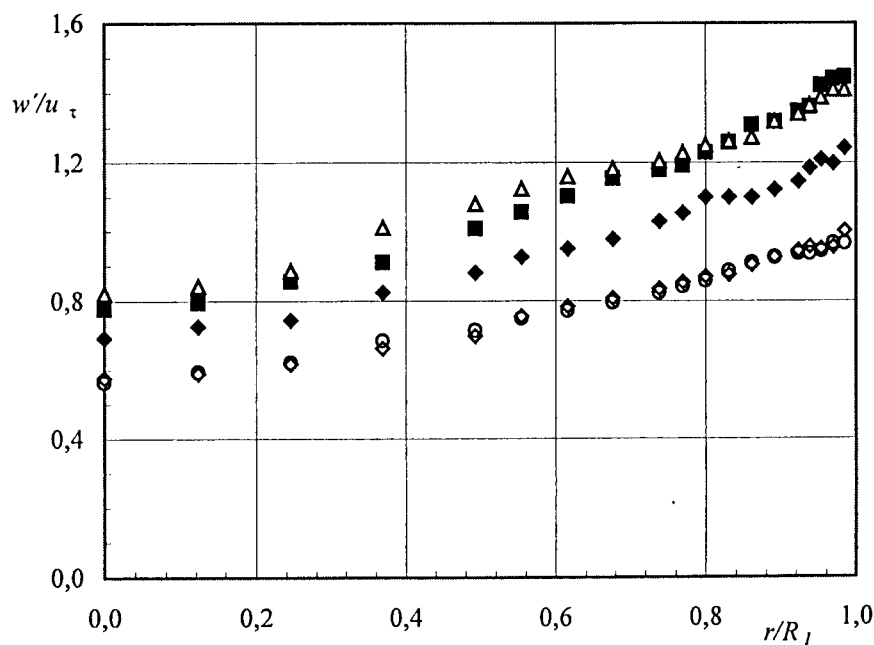


Figura 5.9-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.7); ($RE=2$).

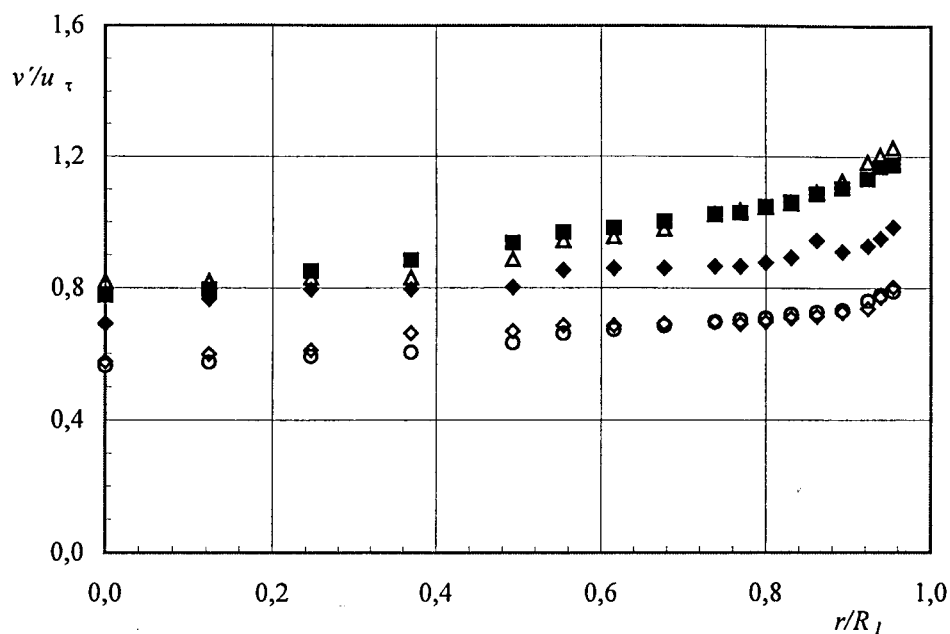


Figura 5.9-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.7); ($RE=2$).

5.3.2.2-CMC

As figuras (5.10 e 5.11) mostram os perfis radiais da velocidade média axial em escoamento plenamente desenvolvido para as soluções de CMC e compara-os com os da água, respectivamente para as expansões de $RE = 1,538$ e $RE = 2$. Os perfis de velocidade axial média daquelas soluções comparam bem com valores existentes para a mesma solução de CMC e apresentados por Pinho e Whitelaw (1990).

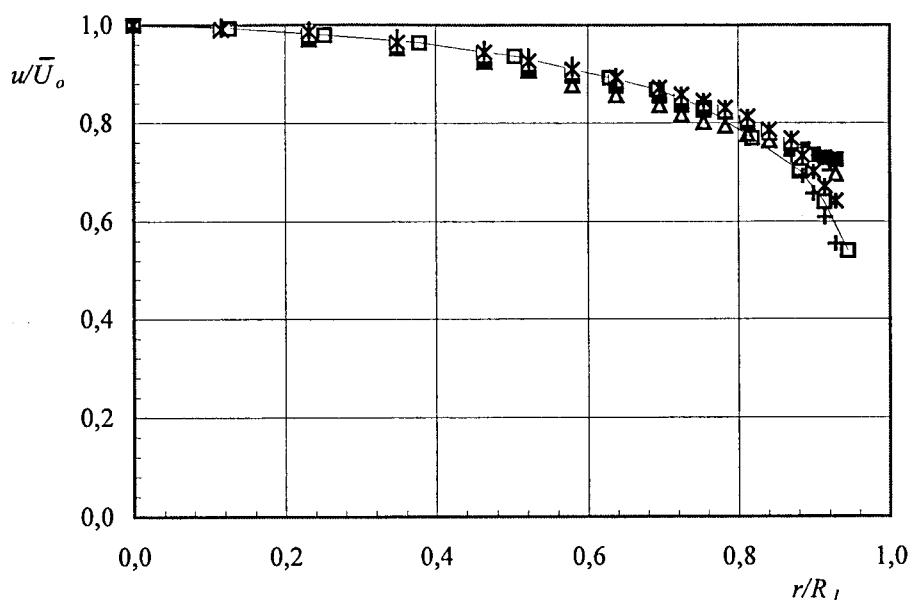


Figura 5.10- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; 0,2% CMC: + $Re_w = 29.000$; * $Re_w = 18.600$; -□- $Re_w = 30.000$ Pinho e Whitelaw (1990); ($RE = 1,538$).

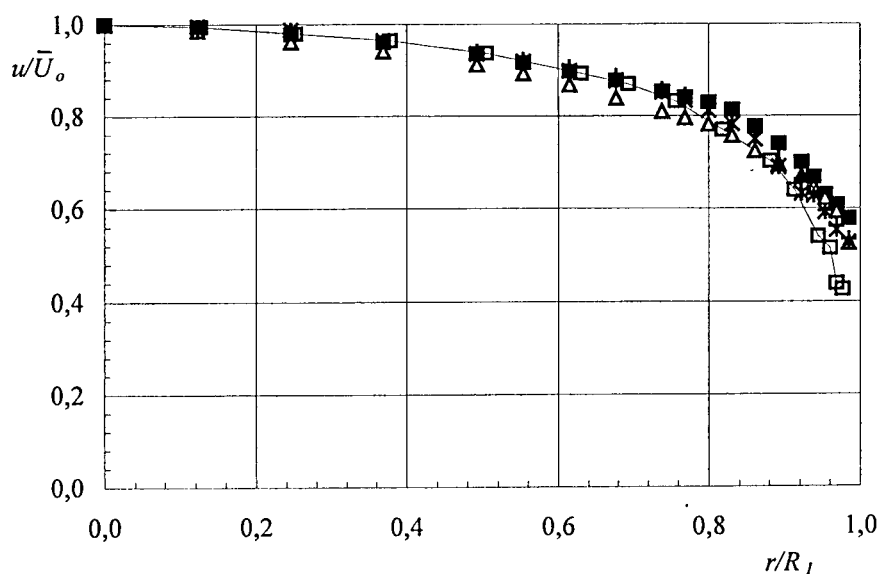


Figura 5.11- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; 0,2% CMC: + $Re_w = 29.000$; * $Re_w = 18.600$; -□- $Re_w = 30.000$ Pinho e Whitelaw (1990); ($RE = 2$).

As figuras (5.12-a a 5.12-c) e (5.13-a a 5.13-c), apresentam os perfis das flutuações das velocidades das soluções de CMC e compara-os com os da água, na conduta a montante da expansão. As figuras das componentes transversais não apresentam um comportamento idêntico ao observado anteriormente com as soluções de goma de xantano o que demonstram que o escoamento a $-0,5d$ está menos afectado pela presença da expansão.

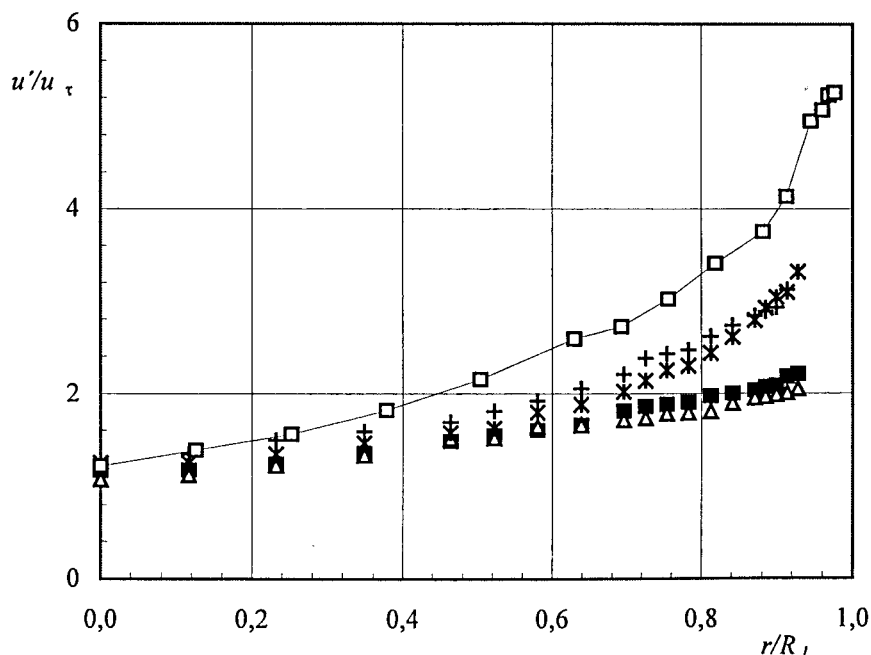


Figura 5.12-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.10); ($RE=1,538$).

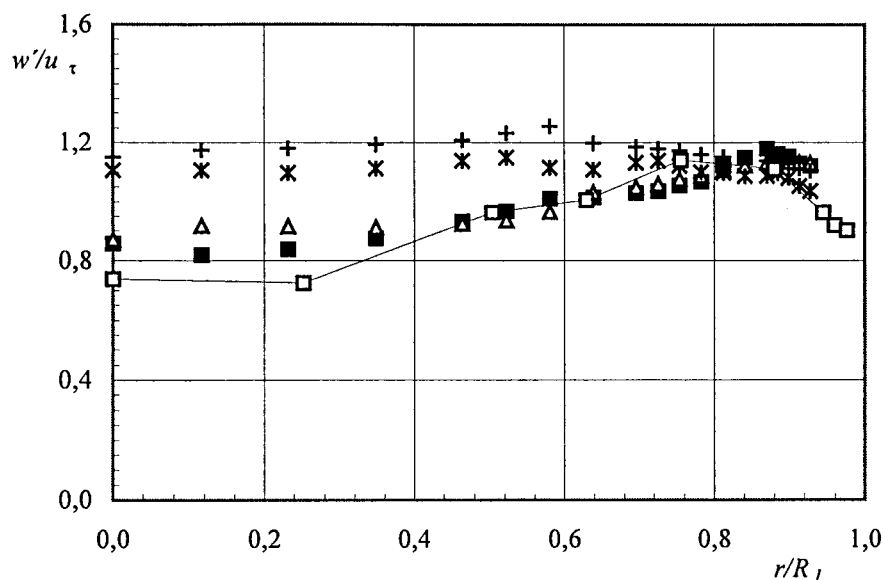


Figura 5.12-b-Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.10); ($RE=1,538$).

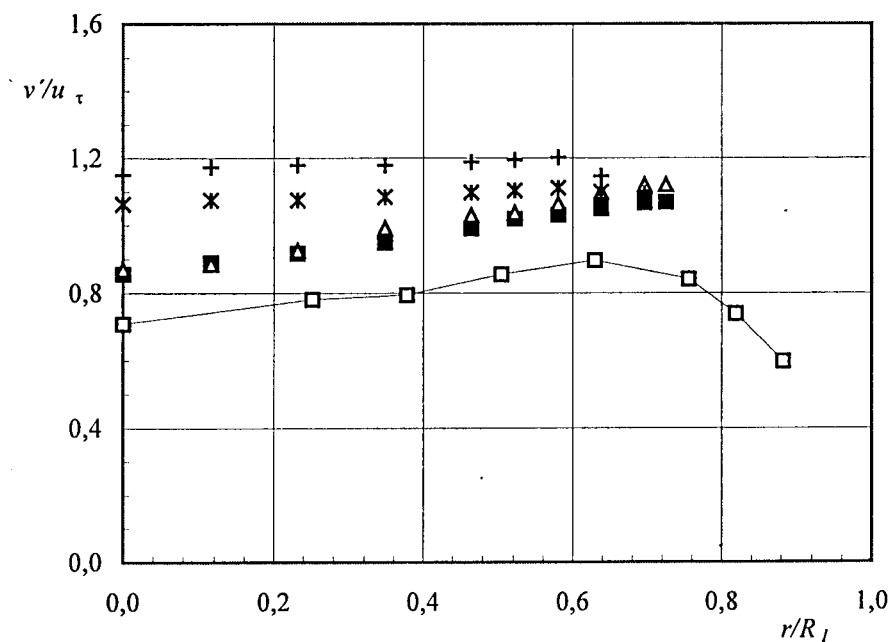


Figura 5.12-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.10); ($RE=1,538$).

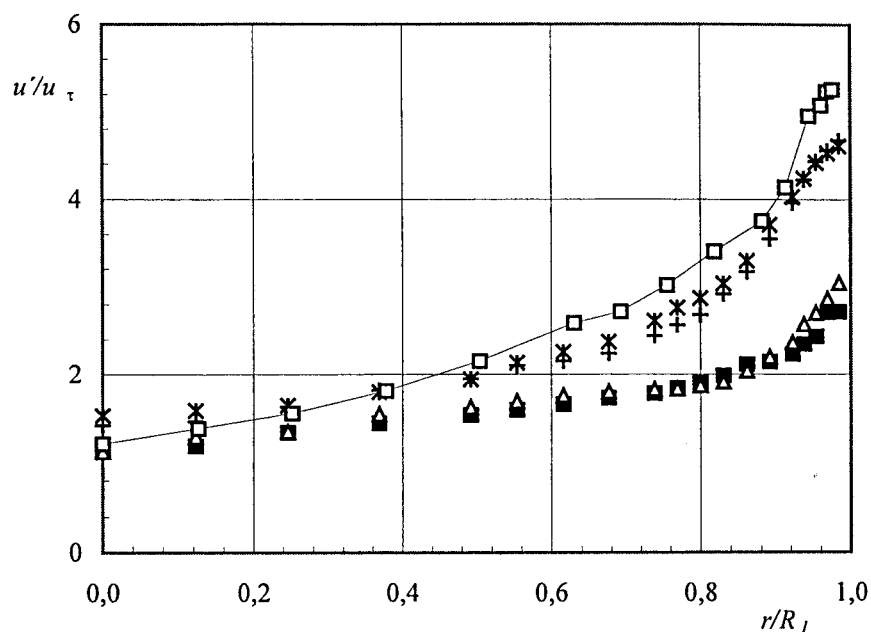


Figura 5.13-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.11); ($RE=2$).

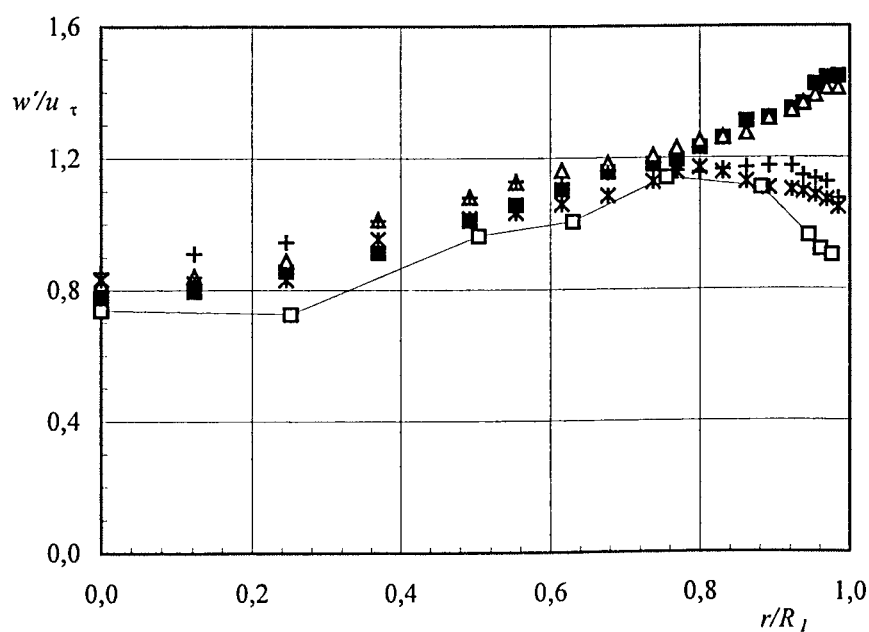


Figura 5.13-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.11); ($RE=2$).

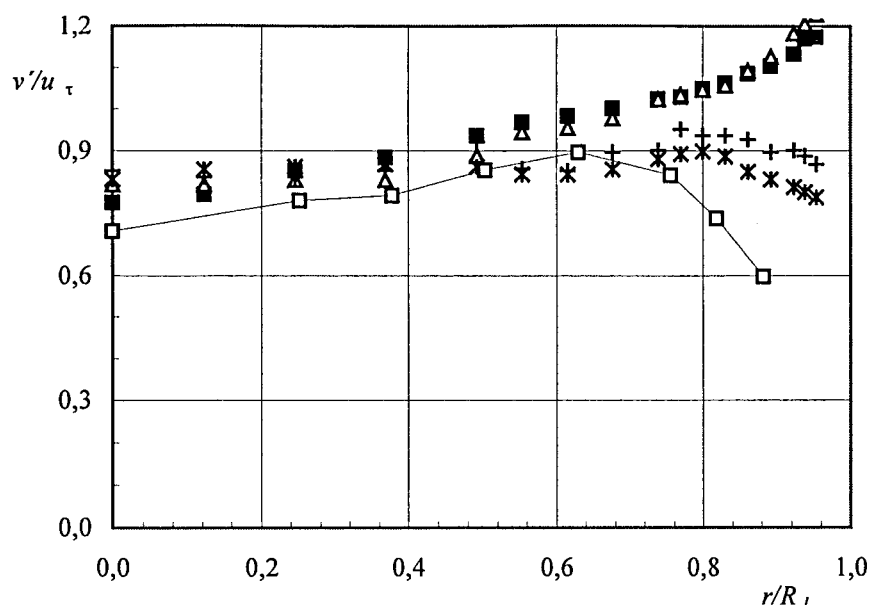


Figura 5.13-c Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,65d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.11); ($RE=2$).

5.3.2.3-Laponite

A figura (5.14), mostra os perfis radiais da velocidade média axial em escoamento plenamente desenvolvido para as suspensões de laponite e compara-os com os da água. Os perfis estão localizados na conduta a montante da expansão súbita de $RE = 1,538$. Para as suspensões não-Newtonianas viscoplásticas de 1% laponite os perfis de velocidade do escoamento médio comparam bem com valores observados para a água, apresentando menos diferenças que as encontradas para os fluidos viscoelásticos baseados na goma de xantano e no CMC.

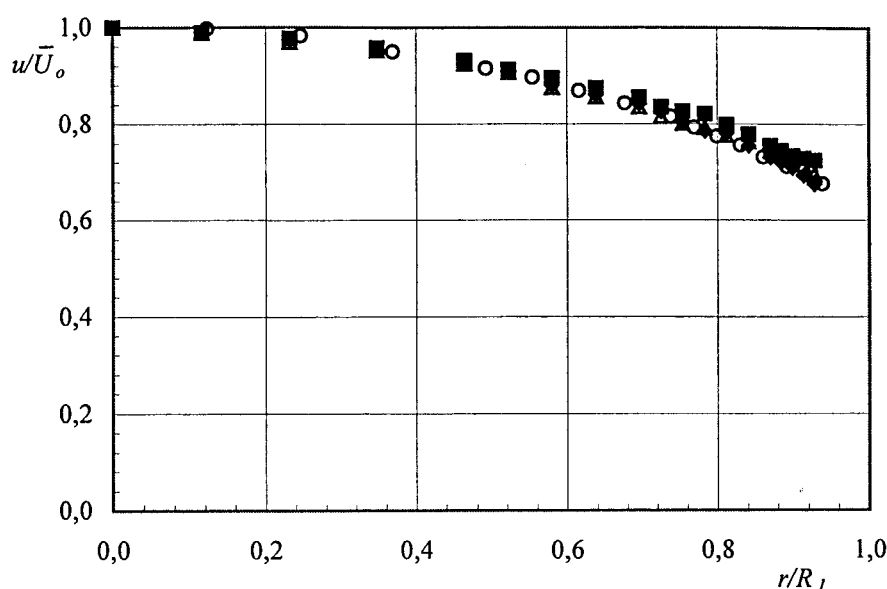


Figura 5.14- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Água: ■ $Re = 133.600$; △ $Re = 50.100$; 1% laponite: ◆ $Re_w = 31.400$; ○ $Re_w = 17.800$; ($RE = 1,538$).

Nas figuras (5.15-a a 5.15-c) estão representadas as três componentes das velocidades turbulentas normalizadas com a velocidade de fricção. Os perfis das flutuações das velocidades dos fluidos não-Newtonianos viscoplásticos representados nas anteriores figuras são muito parecidos aos perfis referentes a fluidos Newtonianos. Embora a sua redução de arrasto seja de 22%, ela é especialmente devido ao um efeito pseudoplástico pelo que os perfis de *rms* das velocidades das suspensões não-Newtonianas viscoplásticas de 1% laponite são muito semelhantes às dos fluidos Newtonianos. Por exemplo, as componentes axial e radial apresentam uma evolução muito idêntica entre os dois tipos de fluidos, e só a componente tangencial da suspensão é ligeiramente superior à do fluido Newtoniano. Portanto esta suspensão pseudoplástica viscoplástica apresenta um comportamento mais próximo de um fluido Newtoniano do que as soluções pseudoplásticas viscoelásticas de goma de xantano e CMC que têm intensidades mais elevadas de redução de arrasto e sobretudo apresenta redução de arrasto de origem elástica. Como vimos no Capítulo 3 no teste oscilatório de corte, a suspensão de 1% laponite exhibe um comportamento menos elástico que as soluções de goma de xantano e de CMC.

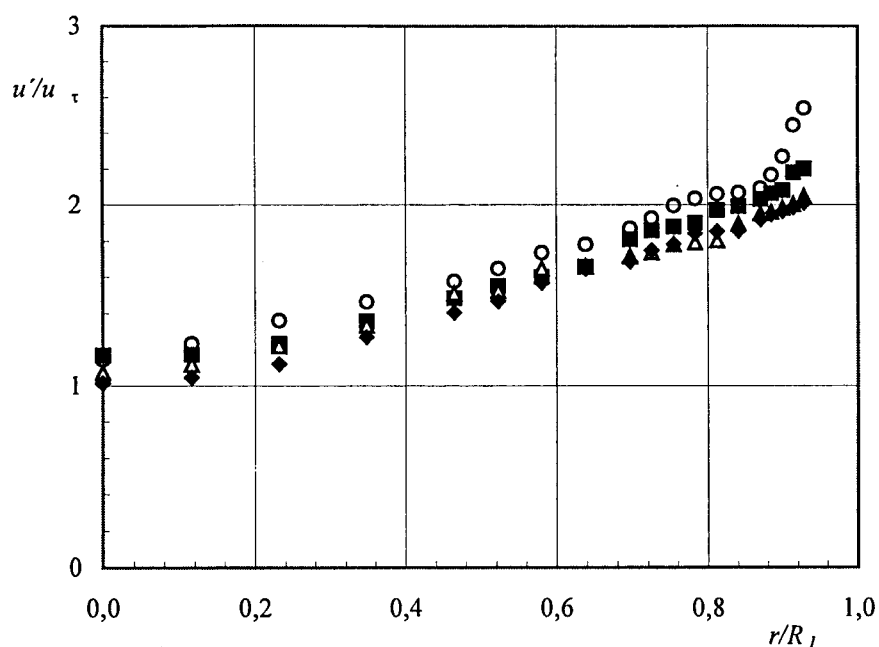


Figura 5.15-a- Perfis das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.14); ($RE=1,538$).

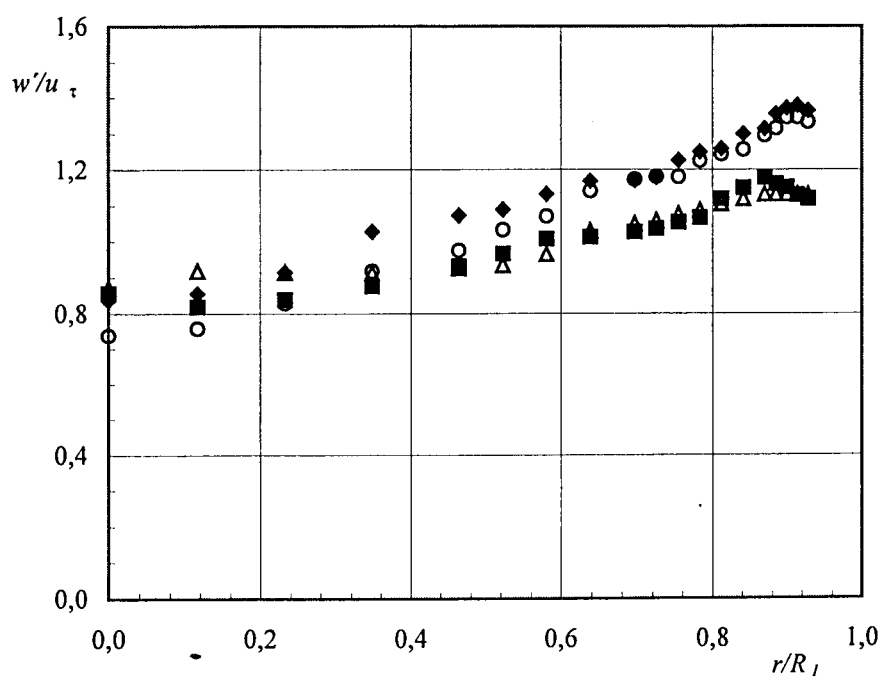


Figura 5.15-b- Perfis das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.14); ($RE=1,538$).

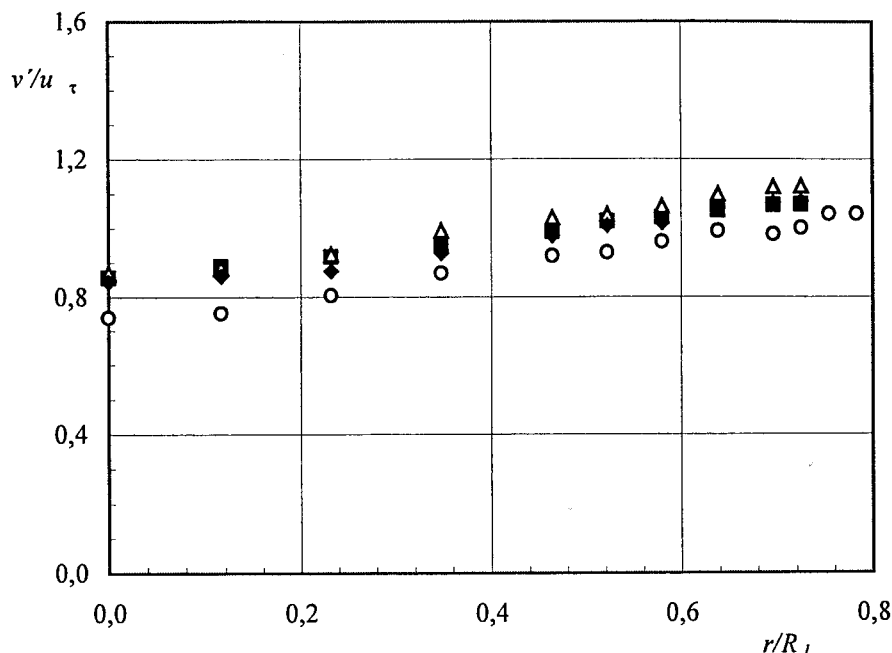


Figura 5.15-c- Perfis das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade de fricção na secção $x = -0,5d$ localizada na conduta a montante. Símbolos como na figura (5.14); ($RE=1,538$).

5.4- ESCOAMENTO MÉDIO - Goma de xantano

5.4.1- COMPRIMENTO DE RECIRCULAÇÃO

A determinação dos comprimentos da bolha de recirculação efectuou-se por intermédio de uma dupla medição da velocidade média axial numa malha fina posicionada na região de colagem do escoamento. Os nós desta malha estavam separados axial e radialmente por 3 e 0,2 mm, respectivamente, e estimou-se que a incerteza desta medição, devido às incertezas do posicionamento do volume de controlo e da medição da velocidade média axial, é de 1,1%.

Na figura (5.16) está representada a variação do comprimento de recirculação adimensionalizado (x_R/H) para escoamentos Newtonianos em função do número de Reynolds Re_w , que compara bem com anteriores dados experimentais de Castro e Pinho (1995) na mesma instalação, mas com $x_R/H = 8,67$ e para $Re = 178.000$, e também concorda com outros dados da literatura tendo em atenção as diferenças na razão de expansão e os seus correspondentes efeitos (Khezzar et al, 1985). As diferenças no comprimento de recirculação

estão principalmente restringidas a números de Reynolds abaixo de 5.000 sendo a variação no tamanho da bolha muito pequena para altos valores do número de Reynolds. As medições do comprimento de recirculação para escoamentos de fluidos Newtonianos estão de acordo com a de outros investigadores em escoamentos turbulentos, especialmente com os valores de Pak et al (1990) correspondendo à mesma razão de expansão ($RE = 2$).

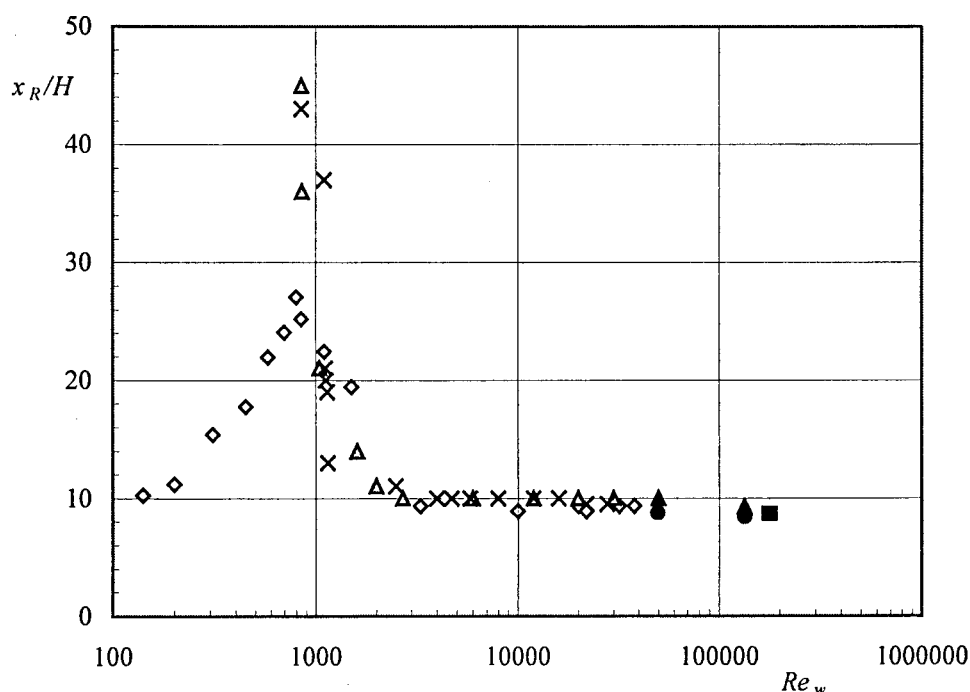


Figura 5.16- Comparação dos comprimentos de recirculação normalizados de fluidos Newtonianos do presente trabalho com os obtidos por Khezzar (1985), Pak *et al* (1990) e Castro e Pinho (1995). Este trabalho: ● ($RE = 1,538$); ▲ ($RE = 2$); ◇ Khezzar ($RE = 1,75$); △ Pak et al ($RE = 2$); × Pak et al ($RE = 2,67$); ■ Castro e Pinho ($RE = 1,538$).

Os comprimentos de recirculação não-Newtonianos medidos neste estudo estão representados na figura (5.17) em função do número Reynolds na parede (Re_w) e são aí comparados com os de Pak *et al* (1990) e Castro e Pinho (1995). Todos os valores estão representados em função deste número de Reynolds excepto para as soluções de carbopol de Pak *et al* (1990) e para as soluções de tylose de Castro e Pinho (1995), para as quais se usou o número de Reynolds generalizado (equação 5.3). No entanto, se pretendermos efectuar comparações baseadas no Re_w as duas curvas pertencentes ao carbopol e à tylose na figura

(5.17) devem ser desviadas para a direita, isto é., os valores do número de Reynolds na parede são maiores que os valores correspondentes do número de Reynolds generalizado.

Considerando os resultados anteriores da literatura, não era esperado um menor comprimento de recirculação com as soluções de goma de xantano. Inicialmente pensamos que as soluções de polímeros não-Newtonianas em escoamento turbulento poderiam exibir comprimentos de zona de recirculação semelhantes, ou mais compridos, do que os de escoamentos de fluidos Newtonianos a idêntico número de Reynolds; mas estas soluções mostraram que bolhas mais curtas podem também ocorrer. Os valores medidos por Escudier e Smith (1999) para soluções de 0,2% XG numa expansão súbita com $RE = 1,538$, mas para condições de entrada diferente (velocidade uniforme) são mais elevados que os nossos e mais elevados que os das medições de tylose de Castro e Pinho (1995), também com condições de entrada de escoamento desenvolvido na expansão com a mesma razão de expansão.

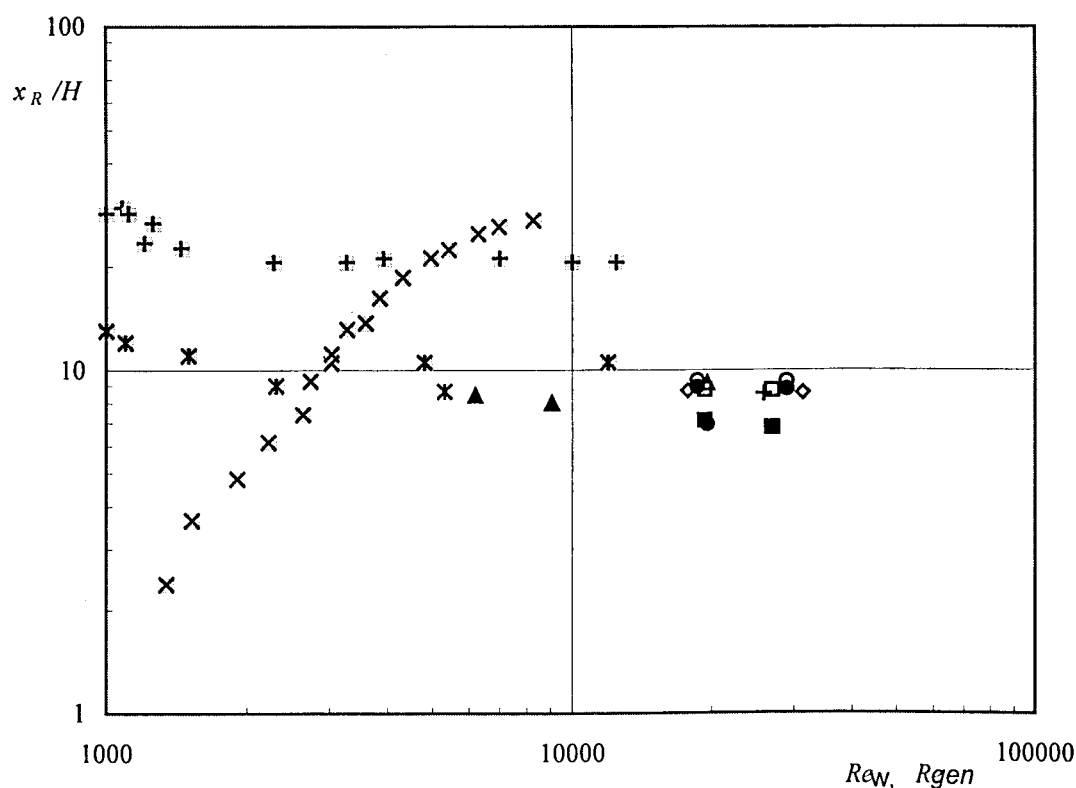


Figura 5.17- Comparação dos comprimentos de recirculação normalizados de fluidos não-Newtonianos do presente trabalho com os obtidos por Pak *et al* (1990), Castro e Pinho (1995) e Escudier e Smith (1999). Este trabalho, ($RE = 1,538$): ● 0,1% XG; ■ 0,2% XG; ◆ 0,2% CMC; ◇ 1% laponite; ($RE = 2$): △ 0,1% XG; □ 0,2% XG; ○ 0,2% CMC. Pak *et al* ($RE = 2$): * 0,5% carbopol; + 0,02% separan; × 1% separan. Castro e Pinho ($RE = 1,538$): ▲ 0,4% tylose; * 0,5% tylose. Escudier e Smith ($RE = 1,538$): + 0,2% XG.

Na ausência de turbulência, um perfil de entrada uniforme potencia a difusão molecular na camada de mistura em relação ao caso de escoamento plenamente desenvolvido, sendo então a bolha de recirculação mais curta (Oliveira e Pinho, 1997), mas em escoamento turbulento o quadro é bastante diferente devido ao papel dominante da turbulência. Aqui, o perfil uniforme da velocidade produzido pela contracção a montante está associado com níveis baixos de turbulência. A transferência radial de quantidade de movimento a jusante da expansão será dominada pela contribuição da turbulência localmente produzida, enquanto no caso do escoamento plenamente desenvolvido a turbulência local beneficiará, em adição, da advecção da turbulência vinda de montante. Como consequência, esperamos maiores fluxos radiais de quantidade de movimento radial no início da expansão para o segundo caso, conduzindo a menores comprimentos de recirculação. Evidência para isto será apresentada mais tarde.

As diferenças entre as actuais medições e as de Castro e Pinho (1995) com tylose podem também ser explicadas com base na localização das máximas tensões de Reynolds as quais são fortemente dependentes das condições de entrada.

A adição de polímero à água para o caudal máximo também faz reduzir o tamanho da bolha (ver tabelas 5.1 e 5.2) mas é acompanhada por um aumento da viscosidade e uma redução do número de Reynolds. Com uma diminuição posterior no número de Reynolds, a um valor constante da concentração de polímero, o comprimento de recirculação aumenta ligeiramente, tendência idêntica à que foi observada para as soluções de 0,4% tylose de Castro e Pinho (1995). Mais adiante, quando se apresentarem as características turbulentas do escoamento, relacionaremos o comprimento de recirculação com a turbulência com maior profundidade.

5.4.2- VELOCIDADE MÉDIA

O escoamento médio a jusante da expansão é apresentado nas figuras (5.18-a e 5.18-b) e (5.19-a e 5.19-b), mostrando os perfis radiais da velocidade média normalizada para a solução de goma de xantano e para as duas expansões súbitas de $RE = 1,538$ e 2, respectivamente. As linhas nas figuras mostram a localização da velocidade média axial nula sendo nítido maiores comprimentos de recirculação na maior expansão. Nas figuras (5.18-a) e (5.18-b) comparam-

se os campos do escoamento da solução de 0,1% XG com os escoamentos da água enquanto nas figuras (5.19-a) e (5.19-b) se comparam a água e a solução de 0,2% XG e se incluem também os efeitos do número de Reynolds. Em geral, o campo da velocidade média é semelhante para todos os fluidos e para as duas expansões, com diferenças só detectadas em comparação mais pormenorizada quando envolvendo a solução mais concentrada. Perto do degrau as soluções de goma de xantano apresentam um perfil plano na parte central e na camada de mistura os gradientes da velocidade média são mais elevados. Estes factos são especialmente relevantes pois contribuem para uma maior produção de turbulência que originam níveis de turbulência superiores na camada de mistura, como mostraremos mais adiante. Em $x = 1d$ prevalecem as diferenças observadas em $0,25d$, isto é, velocidades mais baixas na parte central para as soluções de goma de xantano e velocidades ligeiramente mais negativas na zona de recirculação, devido a um mais intenso escoamento na zona de recirculação primária (zona IV da figura 1.1).

Estas observações são mais nítidas na expansão $RE = 2$, uma indicação de que a região de escoamento separado pode na realidade ser mais comprida. A jusante da colagem, a recuperação é mais lenta para as soluções de goma de xantano do que para a água, como podemos observar nos perfis de velocidade ligeiramente mais planos que os da água, por exemplo em $x = 4d$.

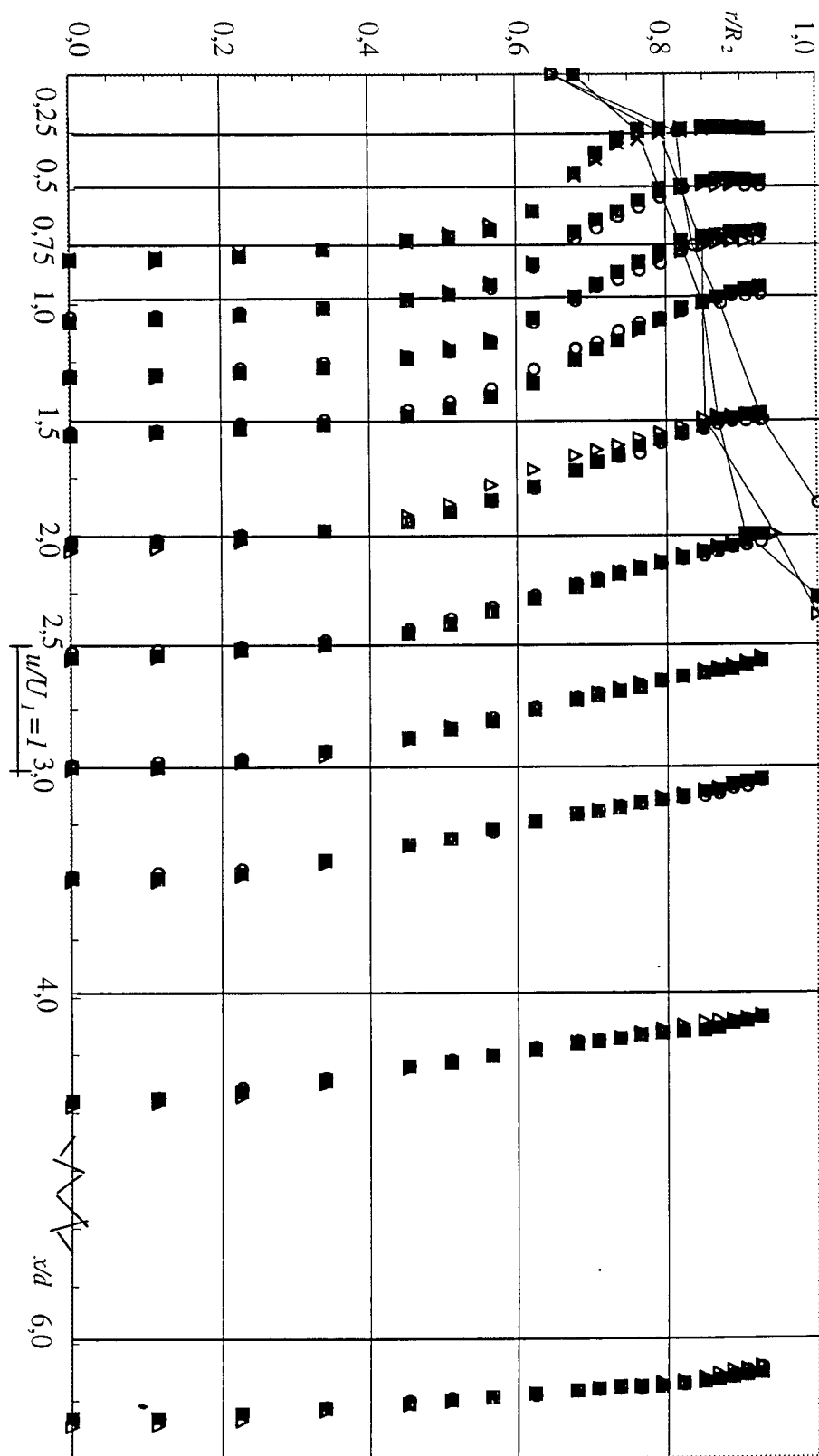


Figura 5.18-a- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo.
 Água: ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; o $0,1\% \text{ XG } Re_w = 19.570$; ($Re = 1,538$).

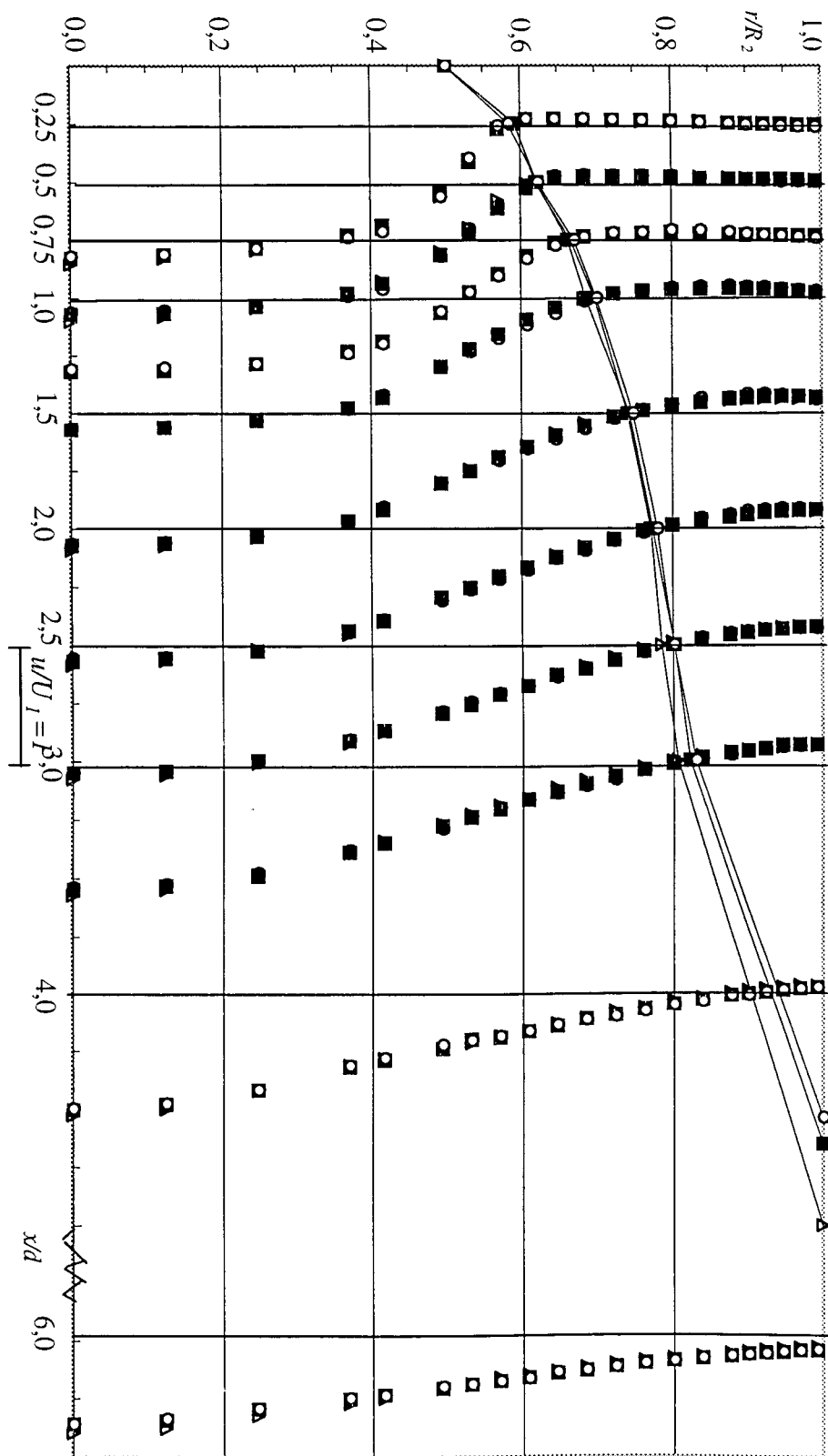


Figura 5.18-b- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo.
 Água: $\blacksquare$ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; $\circ$ 0,1% XG $Re_w = 19.630$; ($Re = 2$).

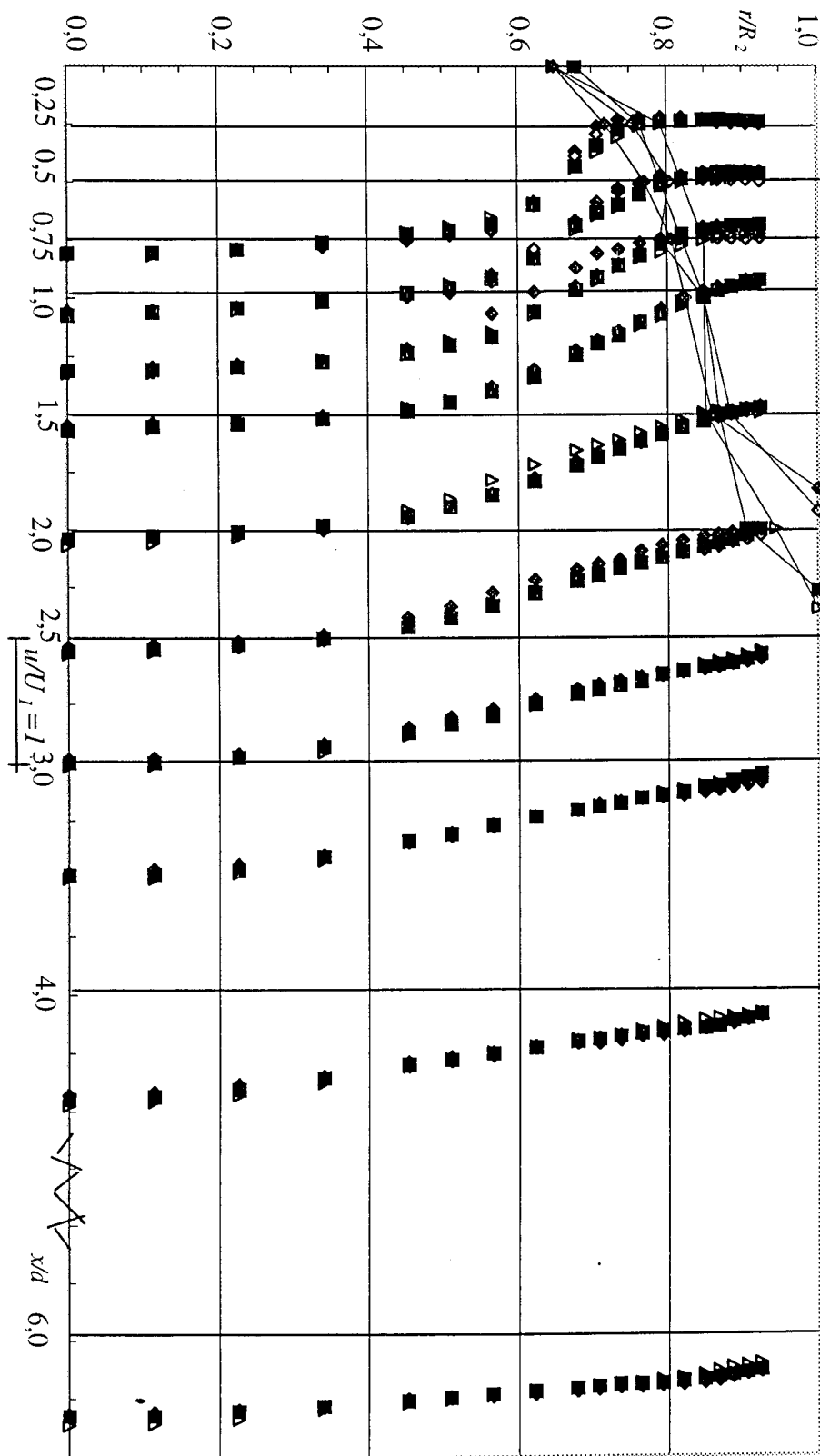


Figura 5.19-a- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo. Água: ■ $Re = 133.600$; △ $Re = 50.100$; 0,2% XG: ◆ $Re_w = 27.100$; ◇ $Re_w = 19.350$; ($Re = 1,538$).

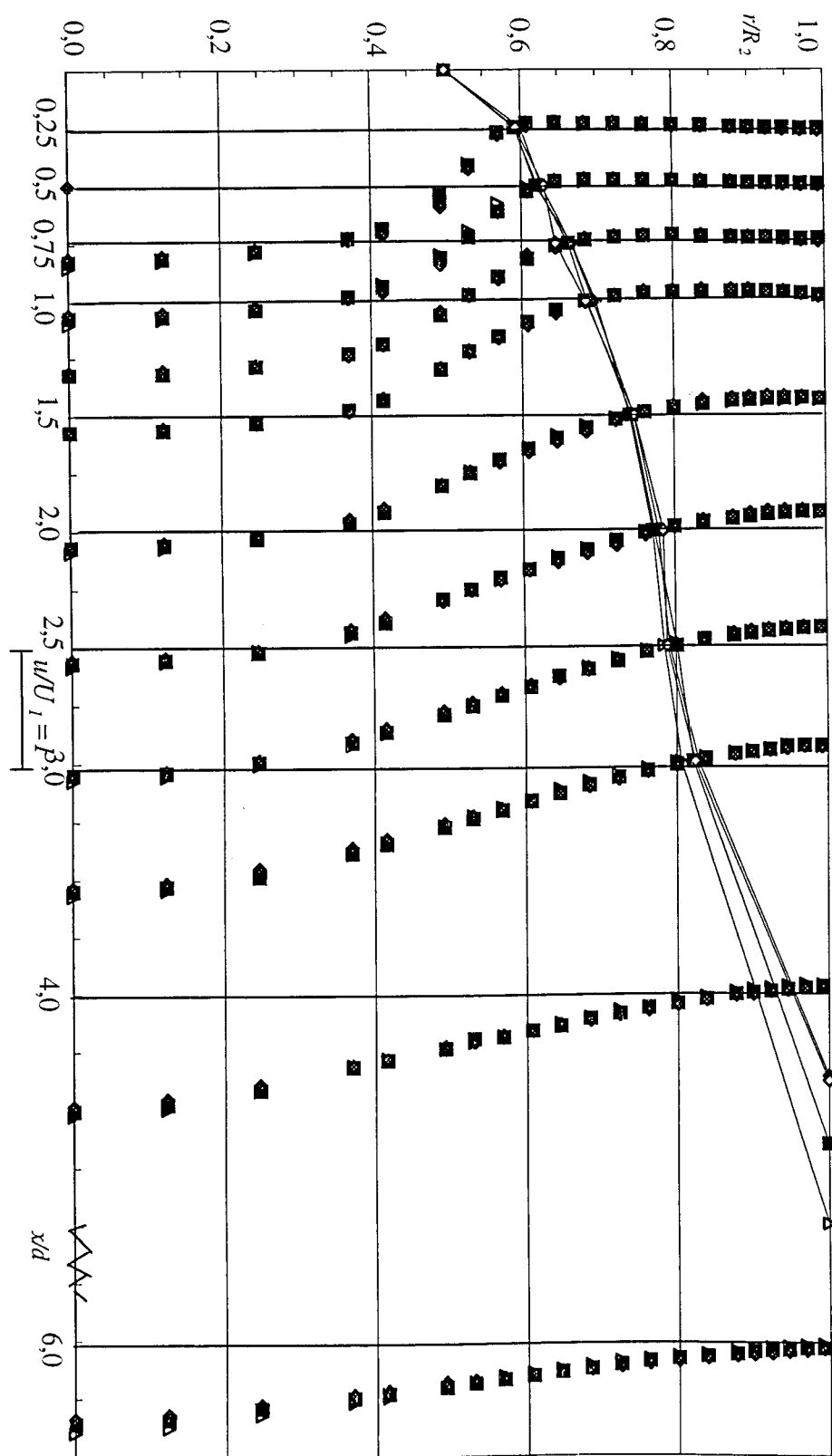


Figura 5.19-b- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo.

Água: ■ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; 0,2% XG: ◆ $Re_w = 27.050$; ◇ $Re_w = 19.440$; ($RE = 2$).

5.4.3- ESPESSURA DOS VÓRTICES DA CAMADA DE MISTURA

Na região entre o degrau e a zona de colagem a camada de mistura desenvolve-se de um modo semelhante à de outros tipos de camadas de mistura, excepto para a primeira estação onde o escoamento central (tendo origem da região central do escoamento desenvolvido na conduta a montante do degrau) não foi ainda influenciado pelo crescimento da camada de mistura. Isto pode ser verificado por comparação dos perfis da velocidade média axial nas figuras (5.20 a (5.24) relativo a todos os escoamentos estudados, com a figura 8 de Devenport e Sutton (1993). Em abcissas usa-se $(r-R_{0,5})/\delta_\omega$ onde $R_{0,5}$ é a localização de $\bar{U} = 0,5 \bar{U}_o$ e δ_ω é a espessura dos vórtices. A espessura dos vórtices δ_ω é definida como

$$\delta_\omega = \frac{U^+ - U^-}{\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_{\max}} = \frac{\bar{U}_o}{\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_{\max}} \quad (5.4)$$

onde U^+ e U^- são as velocidades máxima e mínima local na camada de mistura, aqui assumidas como as velocidades no eixo e zero, respectivamente.

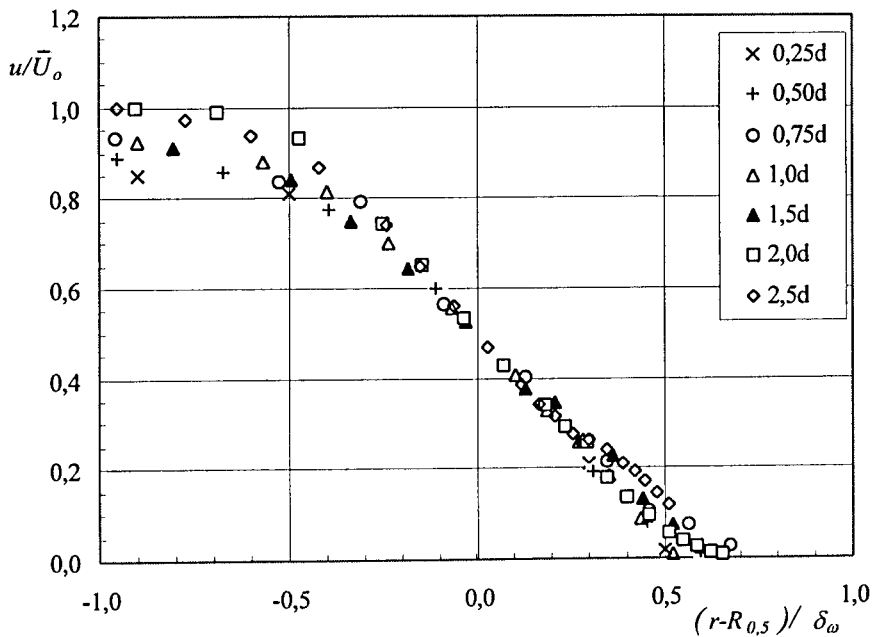


Figura 5.20- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% XG a $Re_w = 27.100$; ($RE = 1,538$).

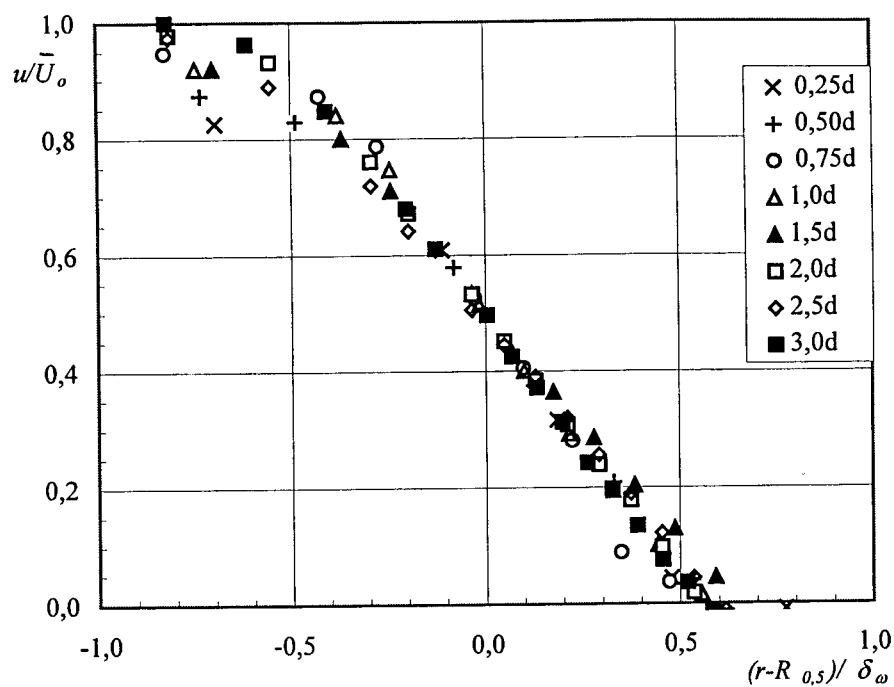


Figura 5.21- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% XG a $Re_w = 27.050$; ($RE = 2$).

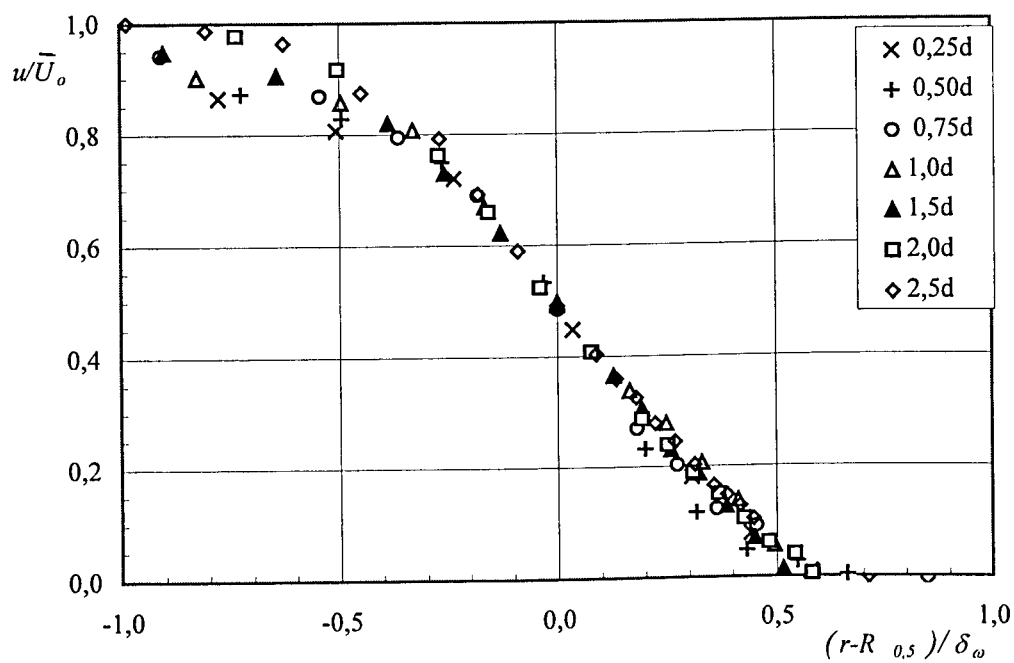


Figura 5.22- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% CMC a $Re_w = 29.000$; ($RE = 1,538$).

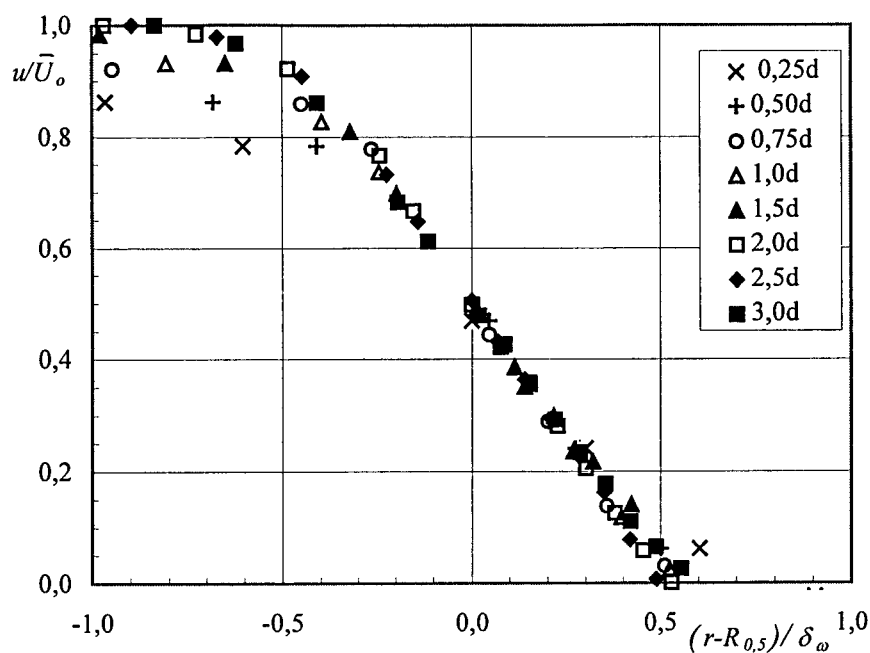


Figura 5.23- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 0,2% CMC a $Re_w = 29.000$; ($RE = 2$).

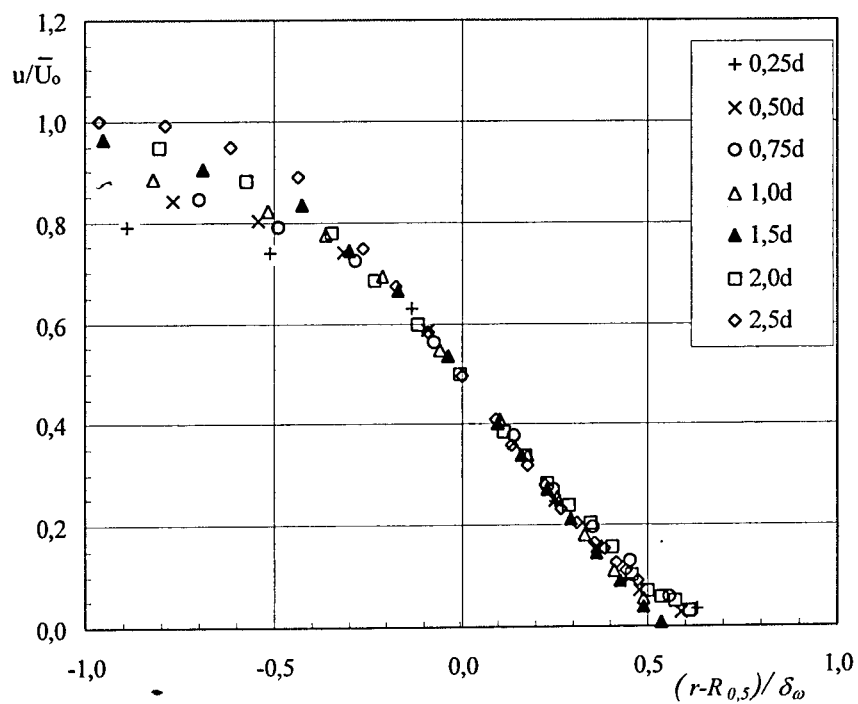


Figura 5.24- Perfis da velocidade média axial na camada de mistura para a solução de 1% laponite a $Re_w = 31.400$; ($RE = 1,538$).

A da camada de mistura das soluções de 0,2% XG e de 0,2% CMC comporta-se de forma idêntica nas duas expansões, assim como para as outras condições de escoamentos não apresentadas. Na zona de recirculação, após a separação, a camada de mistura da suspensão de 1% laponite desenvolve-se como as camadas de mistura livres da goma de xantano e de CMC. Isto pode ser observado por comparação dos perfis da velocidade média axial na figura (5.24) com os das figuras (5.20 e 5.22).

O crescimento da camada de mistura após a separação, como uma medida do aumento da espessura dos vórtices, é mostrado nas figuras (5.25 e 5.26), (5.27 e 5.28) e (5.29), respectivamente para as soluções de goma de xantano, de CMC e as suspensões de laponite, para a menor e maior expansão. A espessura dos vórtices é normalizada pelo diâmetro (d) da conduta a montante e está representada graficamente em função de x/d . A variação longitudinal da espessura dos vórtices nas figuras que representam os vários escoamentos realizados na menor expansão, varia em média, para todos os fluidos, de acordo com a equação seguinte:

$$\frac{\delta_w}{d} = 0,15 \frac{x}{d} + 0,1 \quad (5.5)$$

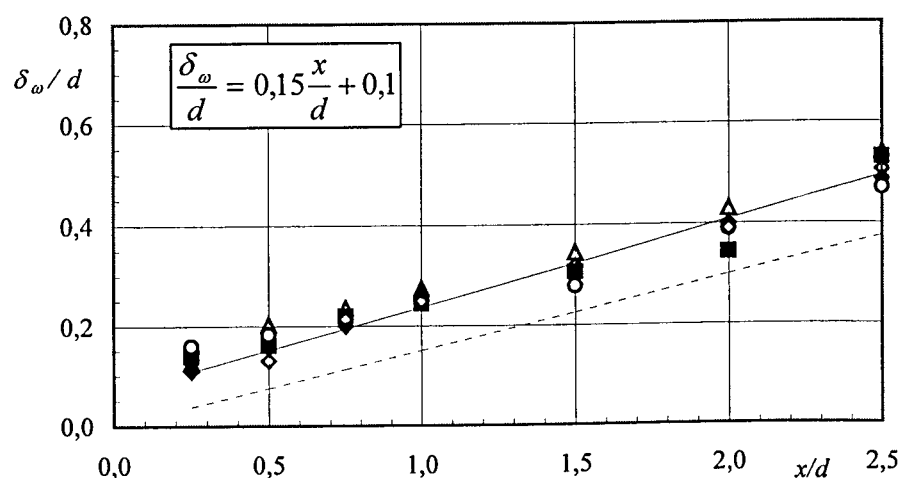


Figura 5.25- Variação longitudinal da espessura dos vórtices. Água: ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; XG: 0,1% $\circ$ $Re_w = 19.570$; 0,2%: $\blacklozenge$ $Re_w = 27.100$; $\diamond$ $Re_w = 19.350$; linhas a tracejado de Escudier e Smith (1999); ($RE = 1,538$).

O gradiente da espessura dos vórtices da goma de xantano é assim idêntico ao observado por Escudier e Smith (1999), para a expansão de $RE = 1,538$, mas os valores presentes estão desviados em 0,1. Isto mostra que os perfis da velocidade média e turbulenta na parede a montante aumentam a largura inicial da camada de mistura, mas não afectam a sua taxa de crescimento.

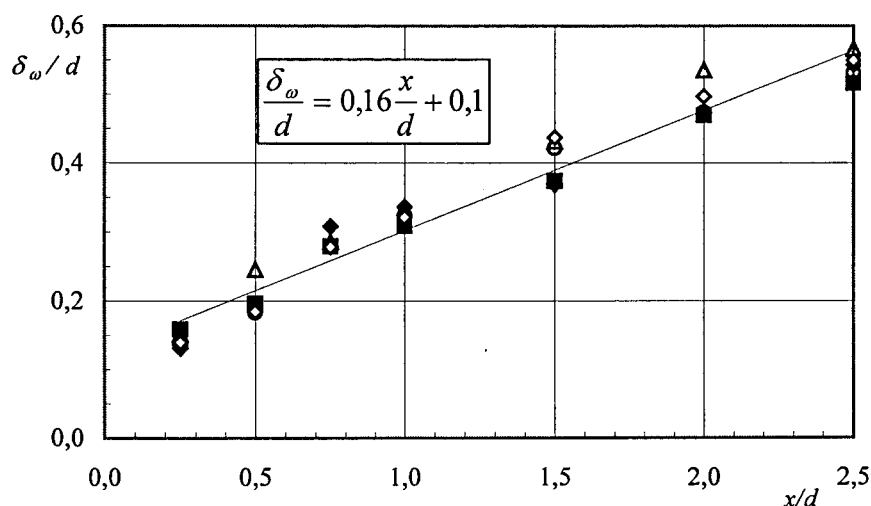


Figura 5.26- Variação longitudinal da espessura dos vórtices. Água: ■ $Re=133.900$; Δ $Re=50.400$; XG: 0,1% o $Re_w=19.630$; 0,2%: ♦ $Re_w=27.050$; $\diamond$ $Re_w=19.440$; ($RE=2$).

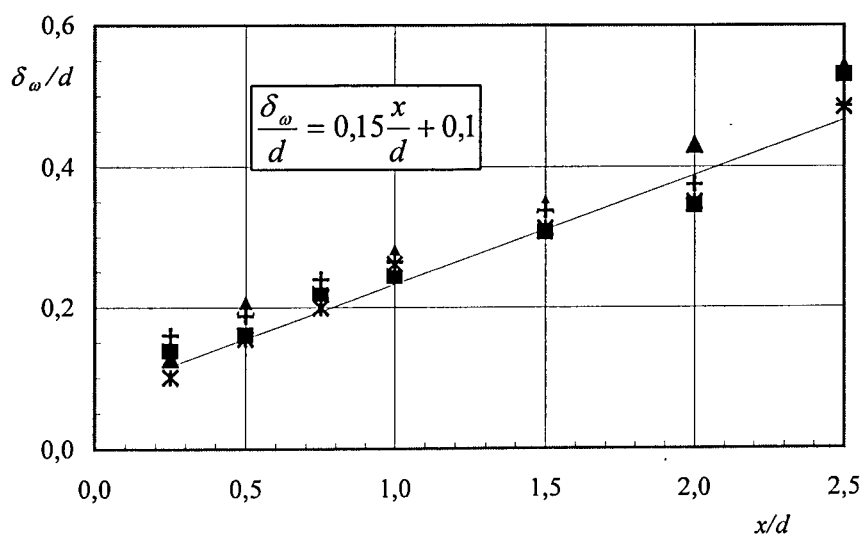


Figura 5.27- Variação longitudinal da espessura dos vórtices. Água: ■ $Re=133.600$; Δ $Re=50.100$; 0,2% CMC: + $Re_w=29.000$; * $Re_w=18.600$; ($RE=1,538$).

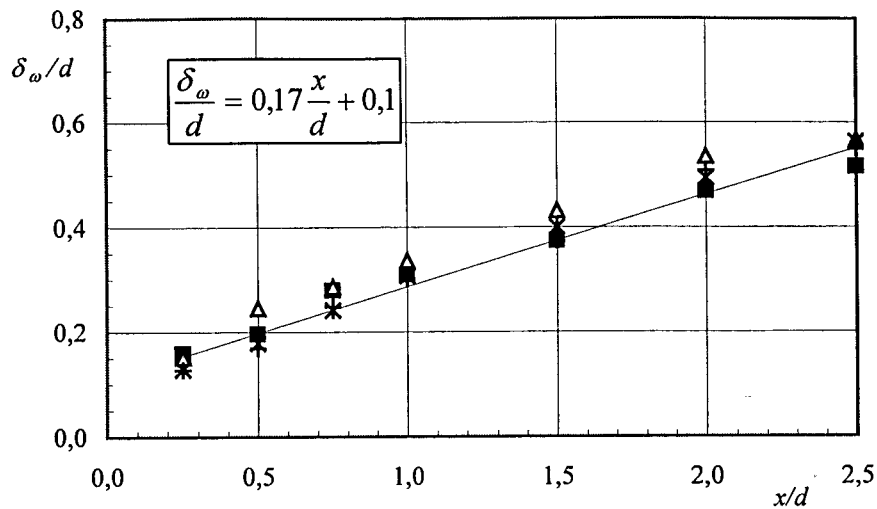


Figura 5.28- Variação longitudinal da espessura dos vórtices. Água: ■ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; 0,2% CMC: + $Re_w = 29.000$; * $Re_w = 18.600$; ($RE = 2$).

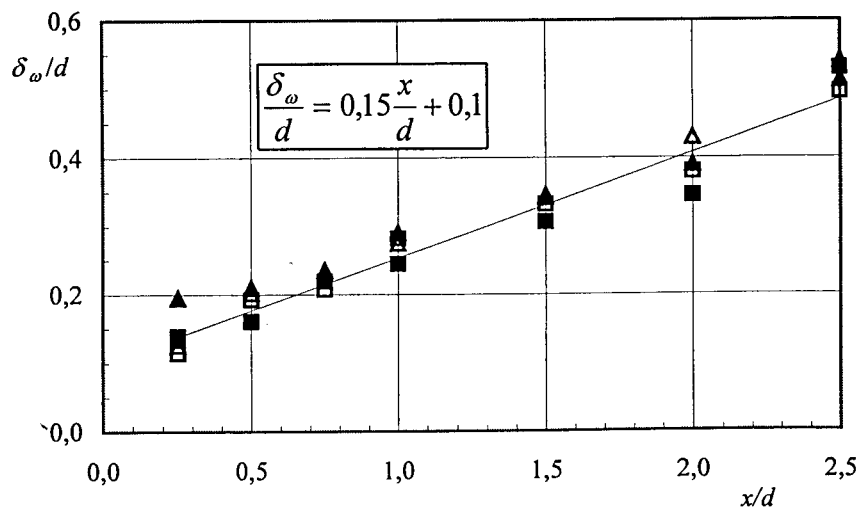


Figura 5.29- Variação longitudinal da espessura dos vórtices. Água: ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; 1% laponite: □ $Re_w = 31.400$; ▲ $Re_w = 17.800$; ($RE = 1,538$).

A variação longitudinal da espessura dos vórtices é assim semelhante para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos na expansão de $RE = 1,538$. Já o aumento da razão de expansão faz aumentar em cerca de 7 a 10% a taxa de crescimento da camada de mistura mas não afecta a sua largura inicial. Verifica-se ainda um aumento ligeiramente menor para a goma de xantano (equação 5.6) do que para as soluções de CMC (equação 5.7).

$$\frac{\delta_\omega}{d} = 0,16 \frac{x}{d} + 0,1 \quad (5.6)$$

$$\frac{\delta_w}{d} = 0,17 \frac{x}{d} + 0,1 \quad (5.7)$$

Estas figuras também ilustram uma característica comum a todos os escoamentos considerados, nomeadamente que a camada de mistura após a separação se caracteriza por um rápido crescimento. Cherry et al (1984), ao efectuarem a correlação de dados experimentais dos trabalhos de vários autores, concluíram que o crescimento da camada de mistura não é muito sensível às diversas geometrias, variando em média como $\frac{\delta_w}{d} = 0,17$. No entanto, esses autores referem que Wygnanski e Fiedler (1970) reportaram crescimentos da camada de mistura entre 0,145 e 0,22.

5.4.4- VARIAÇÃO DE PRESSÃO

Os resultados das medições da variação de pressão de todos os escoamentos investigados neste trabalho estão representados nas tabelas (B.1 a B.5) no Apêndice (B), enquanto os gráficos (C.1 a C.36) correspondentes à variação longitudinal do coeficiente de pressão são apresentados no Apêndice (C), respectivamente para todos os escoamentos da água, goma de xantano, CMC, tylose e laponite. Algumas dessas figuras são no entanto reproduzidas neste capítulo para análise

As figuras (5.30 e 5.31), (5.32 e 5.33), (5.34 e 5.35) e (5.36 e 5.37) apresentam o coeficiente de pressão na parede (equação 5.8) em função da distância a partir da separação normalizada (x/d), para os escoamentos com soluções de goma de xantano, CMC e tylose e suspensões de laponite nas duas expansões, comparados com a água.

$$C_p = \frac{\Delta p}{0,5 \rho \cdot U^2} \quad (5.8)$$

Os resultados mostram que o coeficiente pressão na parede recupera mais rapidamente na bolha de recirculação em $x < 2d$ ($x/H < 7,5$) e em $x < 5d$ ($x/H < 10$), respectivamente para $RE = 1,538$ e 2, devido ao rápido aumento da pressão provocado pela desaceleração do escoamento. No entanto, para os escoamentos de menor caudal com água, e em particular para

as soluções de CMC, verifica-se um atraso na recuperação da pressão. Assim, a recuperação da pressão para as soluções de CMC inicia-se em $x = 1d$ ($x/H = 3,72$) e em $x = 3d$ ($x/H = 6$), respectivamente para a menor e maior expansão. O início da recuperação da pressão nas soluções de goma de xantano $x = 0,5d$ ($x/H = 1,86$) é ligeiramente mais intensa que a recuperação da pressão da água, podendo então originar comprimentos de recirculação mais curtos. Da mesma forma, na expansão de $RE = 2$, apesar do atraso no início da recuperação da pressão para todos os escoamentos que se verifica em $x = 2,5d$ a $3d$ ($x/H = 5$ a 6), a pressão das soluções de goma de xantano recupera mais rapidamente que nos outros escoamentos.

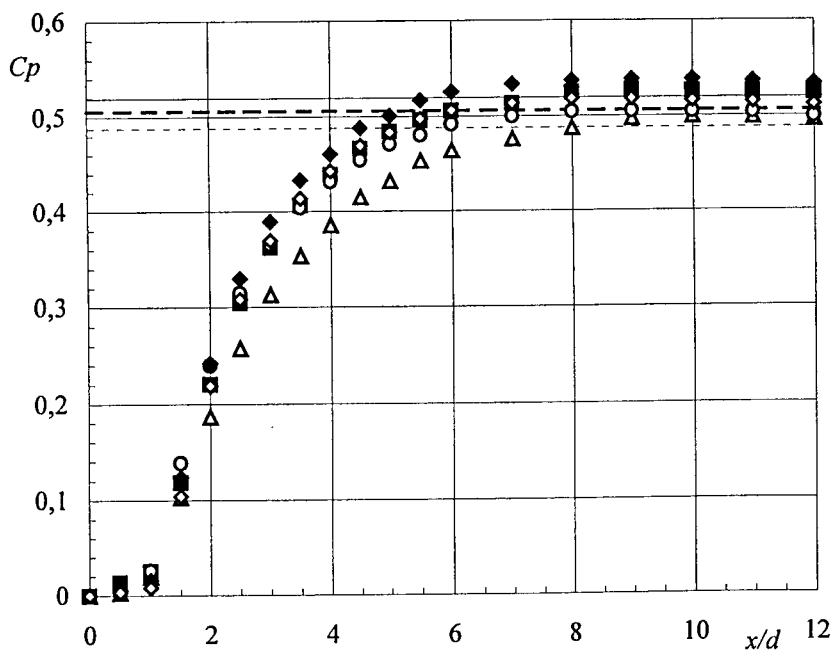


Figura 5.30 - Variação longitudinal do coeficiente de pressão total. Água: ■ $Re=133.600$; △ $Re=50.100$; XG: 0,1% o $Re_w=19.570$; 0,2%: ◆ $Re_w=27.100$; ◇ $Re_w=19.350$; Coeficiente de pressão estático para perfis planos a montante e a jusante do degrau (linhas a traço interrompido uniforme); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1=1,037\pm1\%$ e $\beta_2=1$ (linha a cheio); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1=1,037\pm1\%$ e $\beta_2=\beta_1$ (linha a traço interrompido não uniforme); ($RE=1,538$).

Então, se observarmos com atenção todas as figuras podemos estabelecer uma relação entre a recuperação do coeficiente de pressão e o comprimento da bolha de recirculação. Assim, o maior comprimento de recirculação corresponderá a uma mais lenta recuperação da pressão,

enquanto a mais rápida recuperação da pressão equivalerá uma bolha mais curta. O atraso no início da recuperação da pressão na maior expansão está associado às menores velocidades do escoamento no canto da expansão. Se o fluido estiver aí quase estagnado é como se continuasse a existir aí uma parede e o escoamento principal não sente os efeitos da ausência de limitação espacial.

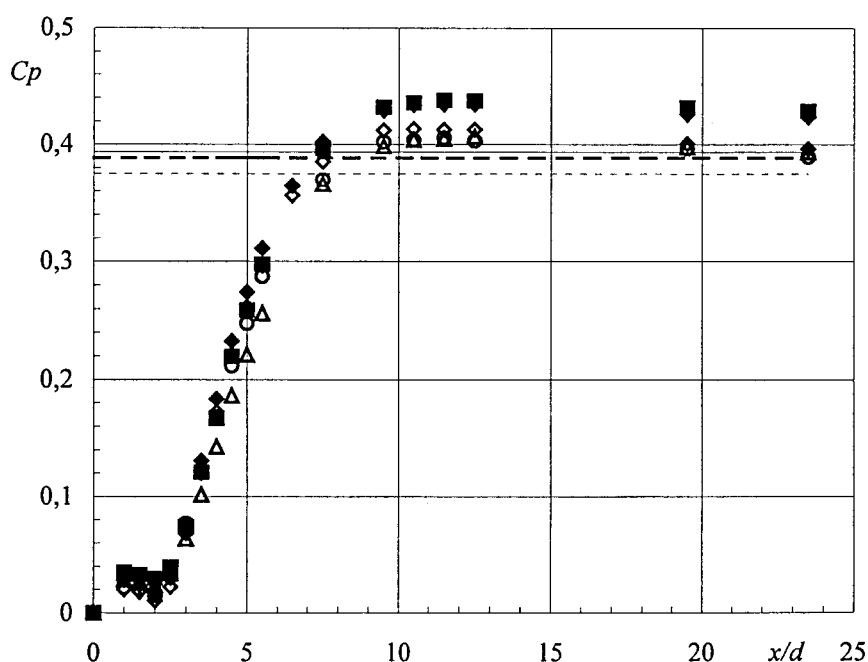


Figura 5.31- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total. Água: ■ $Re=133.900$; Δ $Re=50.400$; XG: 0,1% o $Re_w=19.630$; 0,2%: $\blacklozenge$ $Re_w=27.050$; $\diamond$ $Re_w=19.440$. Linhas como na figura (5.30); ($RE=2$).

A recuperação do coeficiente de pressão após a região da bolha de recirculação aumenta com a concentração do polímero e com o número de Reynolds nas duas as expansões. Pak *et al* (1990) relacionaram esse aumento com a diminuição da dissipação de energia cinética turbulenta, o que neste trabalho pode ser verificado mais à frente nas tabelas (5.5) e (5.6). A recuperação da pressão das soluções viscoelásticas de goma de xantano, CMC e tylose na expansão de menor razão termina em $x = 8d$ ($x/H = 29,7$), ocorrendo mais cedo que a recuperação da pressão da água e das suspensões de laponite que só se verifica em $x = 9d$ a $10d$ ($x/H = 33,4$ a $37,2$).

Estas distâncias são mais compridas que as observadas por Escudier e Smith (1999) para a goma de xantano, os quais encontraram a recuperação máxima em $7d$ ($x/H = 26$). As

diferenças encontradas entre os dois trabalhos são pequenas e não têm significado à primeira vista, devido à incerteza das medições da variação da pressão em ambos os trabalhos.

O gradiente máximo $\partial p/\partial x$ ocorre na região de colagem, nas duas expansões, e pode ajudar a dar-nos alguma informação sobre a dimensão do comprimento de recirculação.

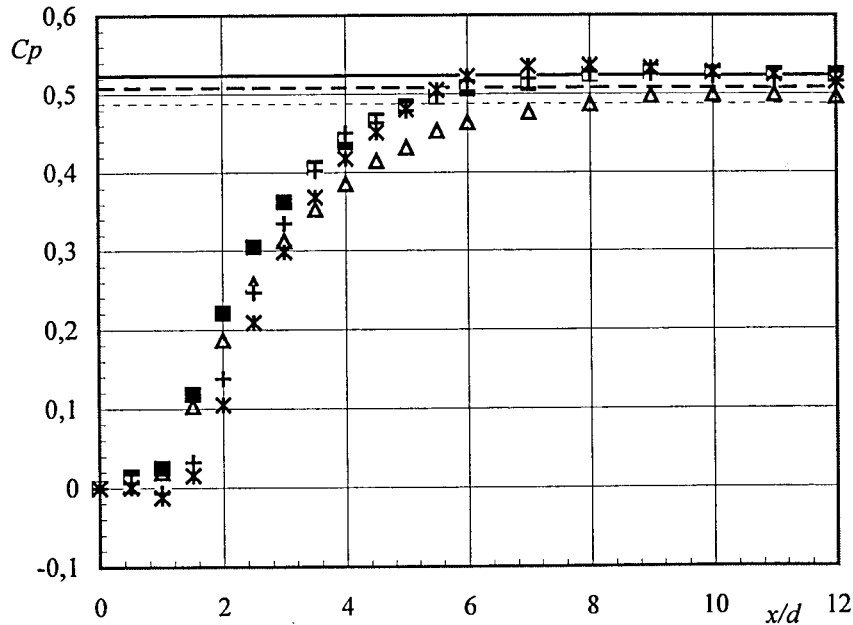


Figura 5.32- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total. Água: ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; 0,2% CMC: + $Re_w = 29.000$; * $Re_w = 18.600$. Coeficiente de pressão estático para perfis planos a montante e a jusante do degrau (linhas a traço interrompido uniforme); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1 = 1,042 \pm 1\%$ e $\beta_2 = 1$ (linha a cheio); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1 = 1,042 \pm 1\%$ e $\beta_2 = \beta_1$ (linha a traço interrompido não uniforme); ($RE = 1,538$).

A variação da pressão é muito sensível à evolução da velocidade média longitudinal e pequenas diferenças no perfil de velocidade à entrada afectarão C_T . Em tal análise detalhada a incerteza da pressão deve também ser tomada em consideração. As figuras (5.30 e 5.31), (5.32 e 5.33), (5.34 e 5.35) e (5.36 e 5.37) incluem o coeficiente teórico da pressão estática C_T que é dado por:

$$C_T = 2\beta_1\sigma\left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1}\sigma\right) \quad (5.9)$$

onde $\sigma=(d/D)^2$, β_1 e β_2 são os factores de forma da quantidade de movimento do escoamento a montante e a jusante da expansão ($\beta = \overline{u^2} / \bar{u}^2$, onde a barra indica área média). Para cada escoamento, o perfil de entrada medido permitiu quantificar β_1 , mas não foram feitas medições suficientemente a jusante para quantificar β_2 e dois valores foram assim assumidos para este factor: $\beta_2 = 1$ correspondendo a um perfil uniforme, e $\beta_2 = \beta_1$ correspondendo a um perfil de velocidade normalizado a jusante, idêntico ao da conduta a montante. De notar que, para soluções exibindo uma redução de arrasto menor que a máxima assíptota de Virk, os dois valores de β deveriam diferir pois este fenómeno depende do diâmetro da conduta e do número de Reynolds. C_T é bastante sensível a β_1 cujos valores determinados para os diferentes escoamentos se apresentam na tabela (5.3).

Tabela 5.3- Factores de forma da quantidade de movimento dos diferentes escoamentos.

Escoamentos	Re_w	β_1
água	133.750	1,033
água	51.250	1,039
0,1% XG	19.600	1,036
0,2% XG	27.070	1,037
0,2% XG	19.400	1,044
0,2% CMC	29.000	1,054
0,2% CMC	18.600	1,043
0,4% tylose	12.150	1,162
0,4% tylose	7.950	1,134
1% laponite	31.400	1,036
1% laponite	17.800	1,039

As linhas a tracejado nas figuras (5.30 e 5.31), (5.32 e 5.33), (5.34 e 5.35) e (5.36 e 5.37) representam o coeficiente teórico para condições a montante e a jusante uniformes ($C_T = 0,488$ e $0,375$), respectivamente, os quais foram excedidos em todos os casos devido aos

diferentes factores de forma dos perfis de entrada. Tendo isto em atenção, através de β_1 na equação (5.9), o coeficiente teórico (tabela 5.4) é inferior ao valor medido em 6%, 7,3%, 6% e 16% para a $RE = 1,538$ e em 5%, 5,6%, 5% e 12% para $RE = 2$. Esses valores teóricos foram obtidos para a linha a cheio com $\beta_1 = 1,037, 1,042, 1,038$ e $1,092$ e $\beta_2 = 1$, e em 3,7%, 4,2%, 3,7% e 9% para a linha de tracejado longo com $\beta_1 = \beta_2 = 1,037, 1,042, 1,038$ e $1,092$ para as duas expansões. Os valores de β_1 seleccionados correspondem à média dos vários valores de β_1 calculados a partir do perfil de velocidade medido à entrada de todos os escoamentos representados em cada uma das figuras anteriores.

Tabela 5.4- Coeficientes teóricos da pressão estática.

Escoamento	C_T ($RE = 1,538$)		C_T ($RE = 2$)	
	Linha: cheio	tracejado não uniforme	Linha: cheio	tracejado não uniforme
XG	0,519	0,506	0,394	0,389
CMC	0,524	0,509	0,396	0,391
tylose	0,566	0,533	0,421	0,410
laponite	0,519	0,506	0,393	0,389

Para cada combinação de β_1 e β_2 os valores teóricos de C_T para os outros escoamentos estão dentro de 1% do valor representado graficamente. Os C_T medidos na recuperação comparam melhor com o correspondente valor teórico assumindo $\beta_1 = \beta_2$, apresentando diferenças inferiores que 5% em $RE = 1,538$ e 10% em $RE = 2$ excepto para as soluções de 0,2% XG e água a caudais máximos em ambas as expansões e de CMC a $Re_w = 29.000$ na maior expansão. Os valores de C_T medidos são superiores ao teórico devido ao ganho de pressão inerente, entre outros, à força positiva de fricção na parede dentro da região de recirculação. Por outro lado, como consideramos $\beta_1 = \beta_2$ estamos a introduzir um erro no cálculo de C_T , já que o perfil de velocidades a jusante da expansão deve variar entre o perfil desenvolvido e o perfil uniforme como o demonstram as figuras do escoamento médio. Portanto, β_2 será sempre menor que β_1 o que fará aumentar C_T na expressão (5.9) e portanto aproximar-se-á dos valores experimentais.

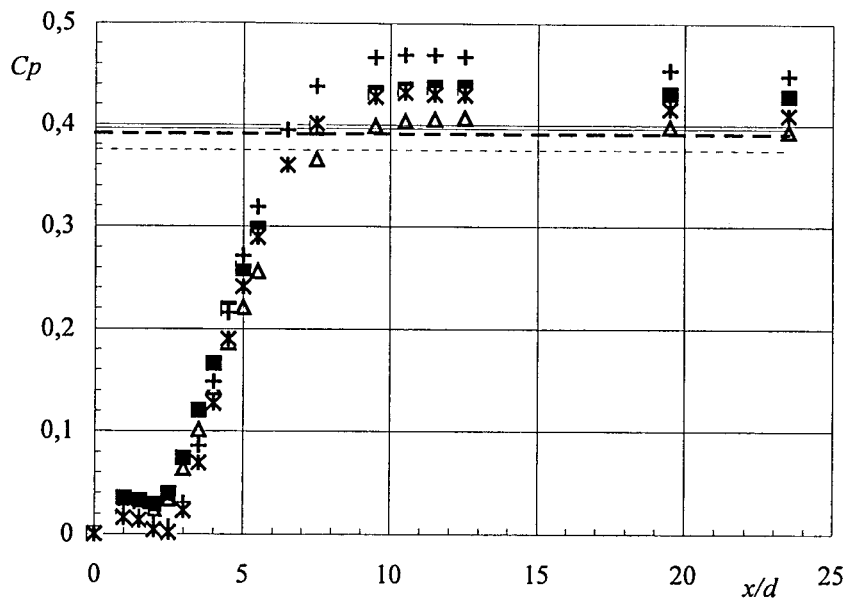


Figura 5.33- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e soluções de CMC. Símbolos e linhas como na figura (5.32); ($Re = 2$).

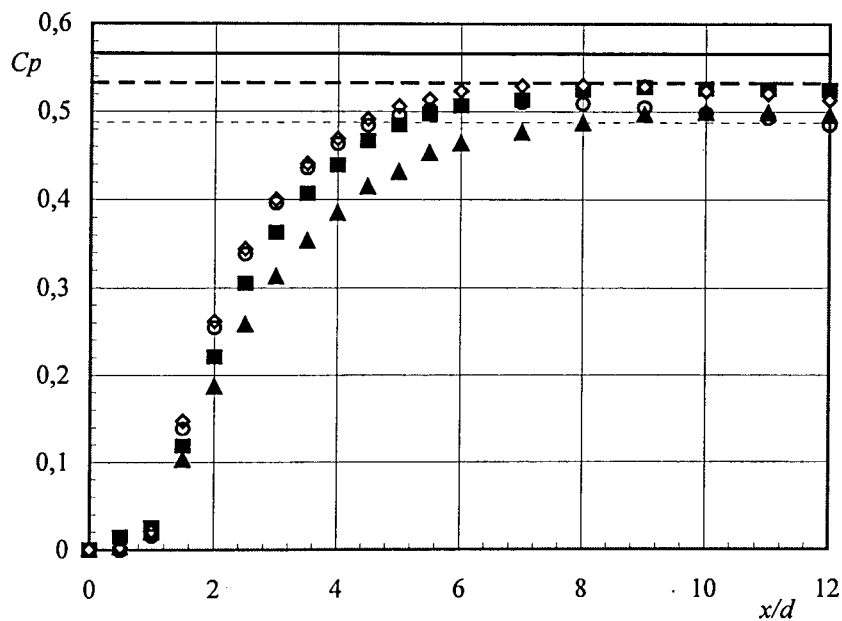


Figura 5.34- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total. Água: ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; 0,4% tylose: ◇ $Re_w = 12.150$; o $Re_w = 7.950$. Coeficiente de pressão estático para perfis planos a montante e a jusante do degrau (linhas a traço interrompido uniforme); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1 = 1,092 \pm 1\%$ e $\beta_2 = 1$ (linha a cheio); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1 = 1,092 \pm 1\%$ e $\beta_2 = \beta_1$ (linha a traço interrompido não uniforme); ($Re = 1,538$).

Escudier e Smith (1999) reportou que o coeficiente de pressão estática na recuperação medido foi menor que os correspondentes valores teóricos para perfis de velocidade uniformes à entrada e a jusante, o que é contrário aos valores desta tese .

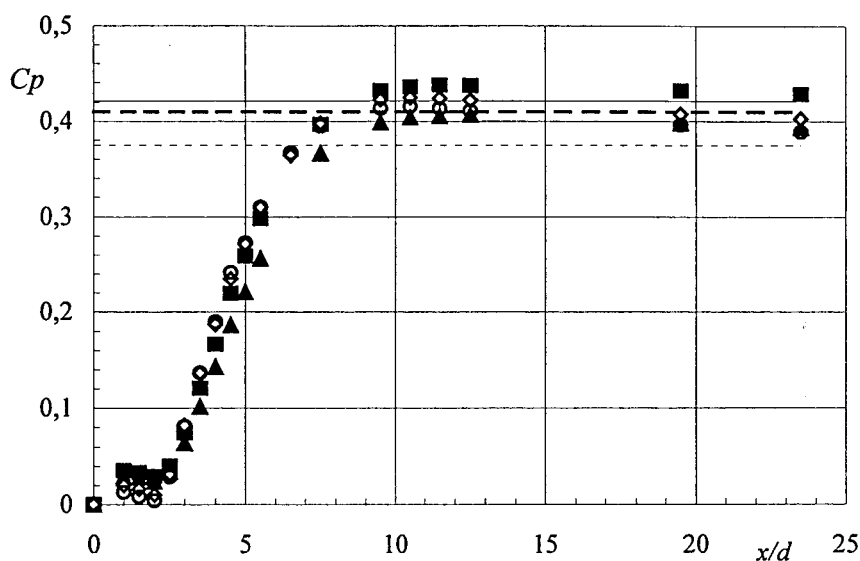


Figura 5.35- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e soluções de tylose. Símbolos como na figura (5.34); ($Re=2$).

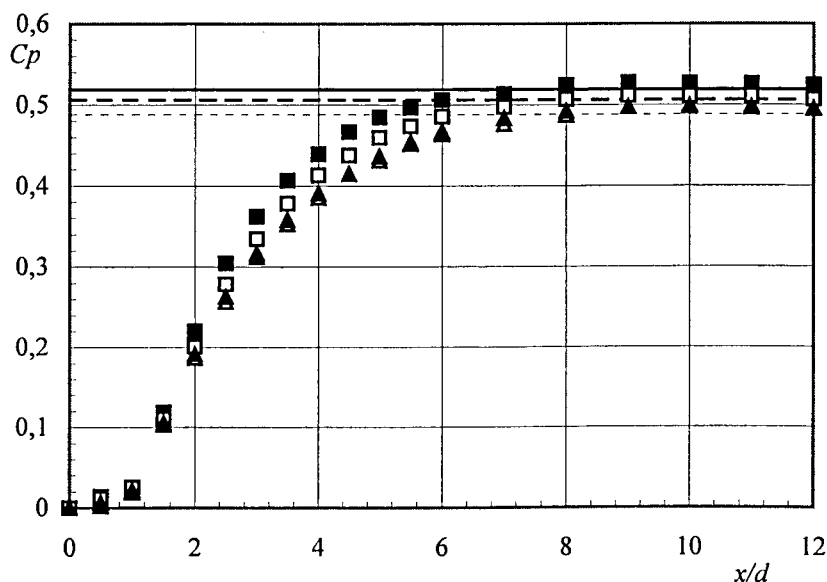


Figura 5.36- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total. Água: ■ $Re=133.600$; △ $Re=50.100$; 1% laponite: □ $Re_w=31.400$; ▲ $Re_w=17.800$. Coeficiente de pressão estático para perfis planos a montante e a jusante do degrau (linhas a traço interrompido uniforme); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1 = 1,0375 \pm 1\%$ e $\beta_2 = 1$ (linha a cheio); coeficiente de pressão estático para o actual perfil a montante $\beta_1 = 1,0375 \pm 1\%$ e $\beta_2 = \beta_1$ (linha a traço interrompido não uniforme) ($Re = 1,538$).

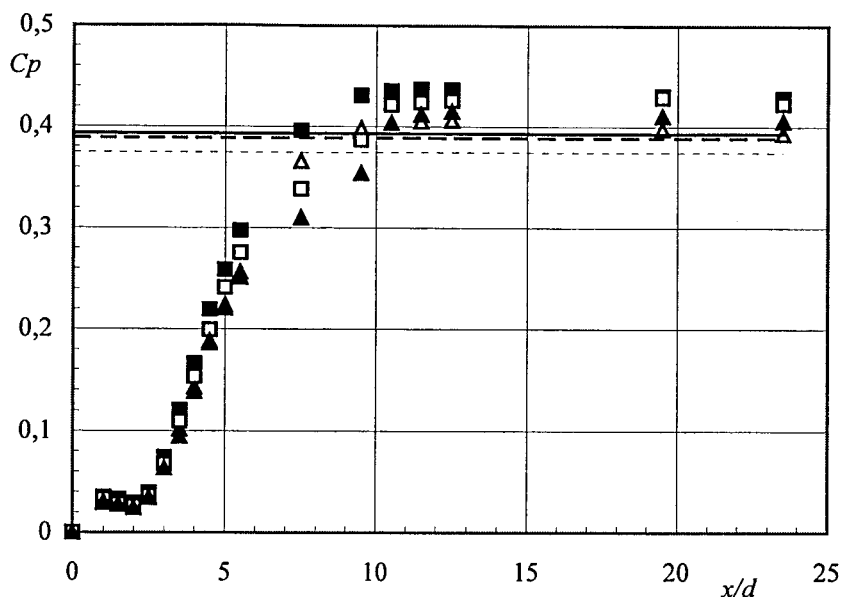


Figura 5.37- Variação longitudinal do coeficiente de pressão total para a água e suspensões de laponite. Símbolos e linhas como na figura (5.36); ($RE = 2$).

A velocidade no eixo medida na estação localizada a montante do degrau é aproximadamente igual nas duas expansões, enquanto na última estação a jusante do degrau, em $x = 14d$ ($x/H = 52$ e $x/H = 28$ respectivamente para $RE = 1,538$ e $RE = 2$), esse valor é 40% inferior relativamente à menor expansão.

O comportamento da camada de mistura das soluções de 0,2% XG é idêntico nas duas expansões, assim como para as outras condições de escoamentos não apresentadas. Já o aumento da razão de expansão faz aumentar em cerca de 7% a taxa de crescimento da camada de mistura mas não afecta a largura inicial da camada de mistura.

Verifica-se um comportamento um pouco diferente na recuperação da pressão nas duas expansões. Enquanto na menor expansão a recuperação inicia-se logo após o degrau, na maior expansão a recuperação só tem início a jusante do degrau em de $x = 2d$ a $3d$ ($x/H = 4$ e 6), mas aumentando rapidamente até à região de colagem em $x \approx 3d$ a $4d$ ($x/H \approx 6$ a 8) provocando uma rápida desaceleração do escoamento, seguindo-se um aumento mais gradual até $x \approx 10d$ a $12d$ ($x/H \approx 20$ a 24). Este atraso na recuperação da pressão concorda com o atraso no desenvolvimento dos perfis de velocidade do escoamento observado nesta expansão relativamente à expansão de menor razão de expansão.

Quando comparamos as figuras (5.30 a 5.37) verificamos que a diferença entre o coeficiente de pressão experimental e o C_T aumenta com a razão de expansão. Esse aumento poderá estar relacionado com uma maior produção de turbulência observada no escoamento da maior expansão, como mostraremos na próxima secção, conduzindo a menor dissipação da energia cinética turbulenta.

5.5-ESCOAMENTO TURBULENTO - Goma xantano

Nas tabelas (5.5) e (5.6) estão resumidos os valores máximos das tensões normais de Reynolds nas direcções axial, tangencial e radial e da energia cinética turbulenta normalizados pelo quadrado da velocidade média de entrada para todos os escoamentos estudados.

Ao incluirmos nesta secção os valores máximos das tensões normais de Reynolds do CMC e da laponite, deve-se ao facto de não pretendermos que os valores correspondentes da água que utilizamos para comparação, sejam repetidos nas secções correspondentes desses fluidos. Analisaremos também nesta secção os casos de referência entre os vários escoamentos, enquanto as diferenças virão assinaladas à frente nas secções do CMC e da laponite.

Notar que os valores máximos das três tensões normais não ocorrem necessariamente no mesmo local, e portanto, o valor máximo da energia cinética não é obtido como a sua soma. A partir das duas tabelas podemos concluir que uma redução do número de Reynolds leva a uma diminuição do valor da turbulência máxima para a água, para a solução viscoelástica de goma de xantano e para a suspensão de laponite, mas não para a solução viscoelástica de CMC. O valor da turbulência máxima aumenta também com a concentração do polímero.

Comparando os dados obtidos na expansão de $RE = 1,538$ com os de Escudier e Smith (1999) para a sua solução de 0,2% XG a $Re \approx 26.000$, medimos uma menor turbulência axial e radial máximas mas uma maior turbulência tangencial a qual quase compensa as outras duas: O valor presente de k / U_1^2 só é 3% mais elevado do que o daqueles autores.

Tabela 5.5- Valores máximos das tensões normais de Reynolds para todos escoamentos investigados na expansão $RE = 1,538$.

Escoamento	$\overline{u'^2}_{m\acute{a}x}/U^2_1$	$\overline{w'^2}_{m\acute{a}x}/U^2_1$	$\overline{v'^2}_{m\acute{a}x}/U^2_1$	$k^2_{m\acute{a}x}/U^2_1$
1	0,0467	0,0327	0,0283	0,0526
2	0,0421	0,0278	0,0274	0,0475
3	0,0400	0,0321	0,0261	0,0461
4	0,0502	0,0325	0,0263	0,0526
5	0,0447	0,0325	0,0258	0,0482
6	0,0545	0,0352	0,0291	0,0583
7	0,0574	0,0352	0,0295	0,0560
8	0,0430	0,0241	0,0296	0,0475
9	0,0410	0,0213	0,0292	0,0437

Tabela 5.6- Valores máximos das tensões normais de Reynolds para todos escoamentos investigados na expansão $RE=2$.

Escoamento	$\overline{u'^2}_{m\acute{a}x}/U^2_1$	$\overline{w'^2}_{m\acute{a}x}/U^2_1$	$\overline{v'^2}_{m\acute{a}x}/U^2_1$	$k_{m\acute{a}x}/U^2_1$
1	0,0556	0,0344	0,0255	0,0555
2	0,0527	0,0284	0,0244	0,0521
3	0,0482	0,0304	0,0251	0,0490
4	0,0507	0,0311	0,0254	0,0510
5	0,0490	0,0311	0,0253	0,0505
6	0,0580	0,0371	0,0352	0,0609
7	0,0592	0,0378	0,0317	0,0629

A inspecção das expressões para a produção das tensões de Reynolds (equação 5.10-a-b-c) mostra que não existe produção de $\overline{w'^2}$ e que as produções de $\overline{u'^2}$ e de $\overline{u'v'}$ (não medida) são importantes devido aos elevados gradientes da velocidade média $\partial u / \partial r$ envolvidos.

$$\text{Produção de } \overline{u'^2} = -2 \overline{u'^2} \frac{\partial u}{\partial x} - 2 \overline{u'v'} \frac{\partial u}{\partial r}$$

$$\text{Produção de } \overline{v'^2} = -2 \overline{u'v'} \frac{\partial v}{\partial x} - 2 \overline{v'^2} \frac{\partial v}{\partial r}$$

$$\text{Produção de } \overline{u'v'} = -\overline{v'^2} \frac{\partial u}{\partial r} - \overline{u'^2} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (5.10-a,b,c)$$

Nas experiências de Escudier e Smith (1999) isto implica valores elevados de $\overline{u'^2}$ na camada de mistura antes do aparecimento de valores significativos de turbulência para as outras componentes normais; uma delas ($\overline{w'^2}$) só pode ser obtida através do mecanismo de redistribuição desempenhado pelo termo pressão-deformação. Nestas medições poderá existir uma contribuição imediata a partir dos outros termos da equação de transporte das tensões de Reynolds, tais como a produção de $\overline{v'^2}$ que pode iniciar-se tão cedo quanto a produção de $\overline{u'^2}$, do mecanismo de redistribuição da pressão-deformação e a advecção de turbulência a partir da camada de mistura na parede da conduta a montante, assim o campo turbulento é menos anisotrópico e a turbulência aparece mais rapidamente. O menor transporte radial de quantidade de movimento leva a um aumento do comprimento de recirculação.

Há também um contraste na variação das quantidades de turbulência máximas com o número de Reynolds: enquanto neste estudo diminuem em Escudier e Smith aumentam.

No estudo realizado nas duas expansões súbitas para os escoamentos de CMC, laponite e água, a energia cinética turbulenta máxima ocorre na região exterior da zona de colagem, estando localizada em $x = 2d$ ($x/H = 7,44$) e $x = 3d$ ($x/H = 6$) para os escoamentos a caudal máximo, e em $x = 2,5d$ ($x/H = 9,29$) e $x = 4d$ ($x/H = 8$) para os escoamentos de menor número de Reynolds, diminuindo para cerca de 5 e 10% do seu máximo em $x = 14d$, respectivamente para a menor e maior expansão. Castro e Pinho (1995) também mostraram para a mesma expansão de $RE = 1,538$ que o valor máximo da energia cinética turbulenta para a água e para as soluções de tylose, ocorre no mesmo local, isto é, em $x = 2d$, e todos os escoamentos turbulentos apresentaram comprimentos de recirculação no intervalo $8,0 < x_R/H < 8,67$, o que é consistente com os valores de CMC. O mesmo foi observado com as soluções de goma de xantano onde a energia cinética turbulenta máxima ocorre em $x = 1,5d$ ($x/H = 5,57$) para a

menor expansão na região da bolha de recirculação mas mais cedo em espaço e com um comprimento de recirculação inferior a 8.

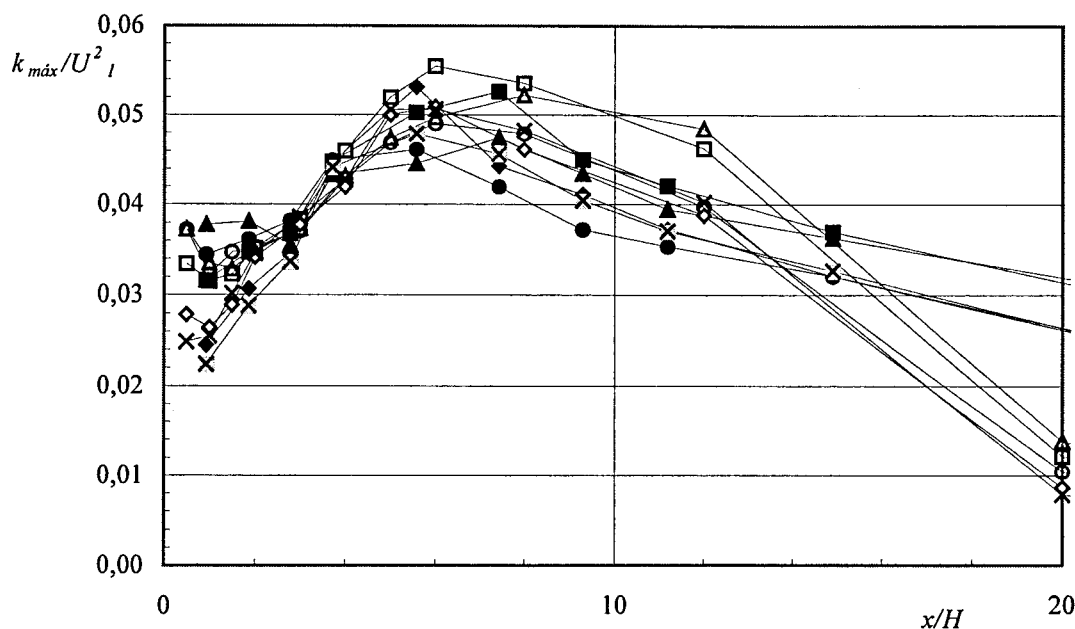


Figura 5.38- Comparação da evolução axial da energia cinética máxima. Água: ■ $Re=133.600$; ▲ $Re=50.100$; XG: 0,1% ● $Re_w=19.570$; 0,2%: ◆ $Re_w=27.100$; x $Re_w=19.350$. $RE=1,538$ (símbolos a cheio); $RE=2$ (símbolos vazios).

A análise dos resultados nas duas expansões súbitas permite relacionar o comprimento de recirculação com as tensões normais de Reynolds na camada de mistura após a separação. As componentes axial e radial, e portanto a energia cinética (figura 5.38), atingem valores máximos mais rapidamente para as soluções viscoelásticas de goma de xantano do que para a água. Maior turbulência inicial implica uma maior difusão turbulenta na camada de mistura conduzindo a zonas de recirculação do escoamento mais curtos para as soluções de goma de xantano.

As figuras (5.39), (5.40) e (5.41) apresentam para a menor expansão, o campo total do escoamento turbulento da água e da goma de xantano em gráficos de isolinhas das tensões normais de Reynolds axial, tangencial e radial respectivamente, enquanto as figuras (5.42), (5.43) e (5.44) são os correspondentes para a maior expansão. Os eixos x - e r - têm escalas diferentes em metros, e a linha tracejada assinala o plano do fim da recirculação, e foi

adicionada para ajudar nas comparações. À primeira vista os vários gráficos de isolinhas em cada figura parecem idênticos, mas uma cuidada observação mostra as seguintes diferenças:

1) Em todos os escoamentos a componente axial das tensões de Reynolds é a mais intensa, seguida das componentes tangencial e da radial, de acordo com o encontrado no trabalho de Escudier e Smith (1999) e Castro e Pinho (1995) e estão de harmonia com o que foi observado antes com os correspondentes valores máximos;

2) O local onde ocorre o valor máximo das tensões normais de Reynolds das soluções não-Newtonianas está a montante do correspondente local para os escoamentos Newtonianos, e para alguns casos esses máximos também atingem valores mais elevados, isto é, o desenvolvimento inicial da turbulência na camada de mistura é mais rápido para as soluções de goma de xantano que para os escoamento da água;

3) Ao deslocarmo-nos para jusante as tensões de Reynolds das soluções não-Newtonianas diminuem mais rapidamente que as dos escoamentos Newtonianos, e isto é particularmente claro para a componente radial e em menor grau para a componente tangencial. Isto foi também observado por Castro e Pinho (1995) para as soluções de tylose;

4) É nítido que o aumento da razão de expansão faz atrasar o desenvolvimento da turbulência na camada de mistura como foi dito atrás, se compararmos os gráficos das isolinhas das duas expansões.

O maior amortecimento da turbulência dos fluidos não-Newtonianos após a colagem é devido ao aumento da dissipação da turbulência e é evidente na parte final da camada de mistura (na vizinhança da região de colagem na zona V e a jusante na zona VI da figura 1.1), mas não é suficientemente forte e não ocorre suficientemente cedo para inverter os efeitos da elevada turbulência inicial das condições de entrada no encurtamento da bolha de recirculação. Este efeito pronunciado da adição de polímero sobre a turbulência transversal foi observado antes nas camadas de mistura livres em expansão súbita com soluções de tylose (Castro e Pinho, 1995) e em jactos com soluções de poliacrilamida e soluções de óxido de polietileno (Berman e Tan, 1985) sendo também típico de escoamentos turbulentos dominados pela parede.

Esta aparente contradição é explicada do modo seguinte: o rápido aumento de turbulência na camada de mistura livre observado com soluções de goma de xantano é consistente com as diferenças medidas no escoamento totalmente desenvolvido na conduta a montante do degrau. Os perfis mais planos da velocidade média axial das soluções de goma de

xantano (figuras 5.6 e 5.7) conduzem a altos gradientes da velocidade média na camada de mistura livre (figuras 5.18 e 5.19). As tensões de corte de Reynolds não foram medidas, mas é esperado que na conduta a montante do degrau sejam mais baixas que para os fluidos Newtonianos, devido à separação da turbulência axial-transversal associada aos fluidos com redução de arrasto. Sureshkumar e Beris (1997), mostraram que a presença de forças viscoelásticas em escoamento turbulento numa conduta resulta numa substancial redução das flutuações longitudinais da vorticidade, induzindo então a uma redução de arrasto por inibição da produção de turbulência pela estrutura molecular dos polímeros. Por outro lado como vimos no capítulo anterior, os resultados confirmam uma redução de arrasto total de 30% para 70% para as soluções viscoelásticas de goma de xantano. Então, a produção de $\bar{u}^2$ através do segundo termo do lado direito da equação (5.10-a) pode ser semelhante ao dos fluidos Newtonianos devido à compensação das variações no gradiente da velocidade de corte e das tensões de corte de Reynolds. Como vimos atrás, a maior turbulência axial junto à parede da conduta a montante do degrau, é transportada por advecção para jusante e deverá aumentar a produção de $\bar{u}^2$ através do primeiro termo do membro da direita da equação (5.10-a) mas, mais importante, conduz a um nível inicial mais alto da turbulência axial na camada de mistura livre. Os maiores valores da turbulência axial máxima medidos na camada de mistura das soluções de goma de xantano e a sua redistribuição pelas forças de pressão também aumentam as outras duas tensões normais de Reynolds.

A distribuição da turbulência $\bar{w}^2$ e $\bar{v}^2$ na camada de mistura e na região de recirculação não é igual para todos os fluidos: logo após o degrau é o escoamento de água que apresenta intensidade turbulenta mais elevada correspondendo à turbulência tangencial e radial transportada por advecção da conduta de montante, onde $\bar{w}^2$ e $\bar{v}^2$ das soluções de goma de xantano são de facto muito baixos quando comparados com os valores correspondentes da água. No entanto, no desenvolvimento da camada de mistura os valores máximos de $\bar{w}^2$ e $\bar{v}^2$ das soluções de goma de xantano e água são comparáveis, mas desenvolvem-se mais cedo levando a um comprimento de recirculação mais curto que o da água. Dá assim a ideia que, para estas duas componentes, a geração de $\bar{w}^2$ e $\bar{v}^2$ é muito mais intensa do que para a água.

Os mais altos níveis de turbulência no meio da camada de mistura potenciam a transferência de quantidade de movimento para jusante da região da parede da conduta situada a montante do degrau, reduzindo assim a intensidade da turbulência.

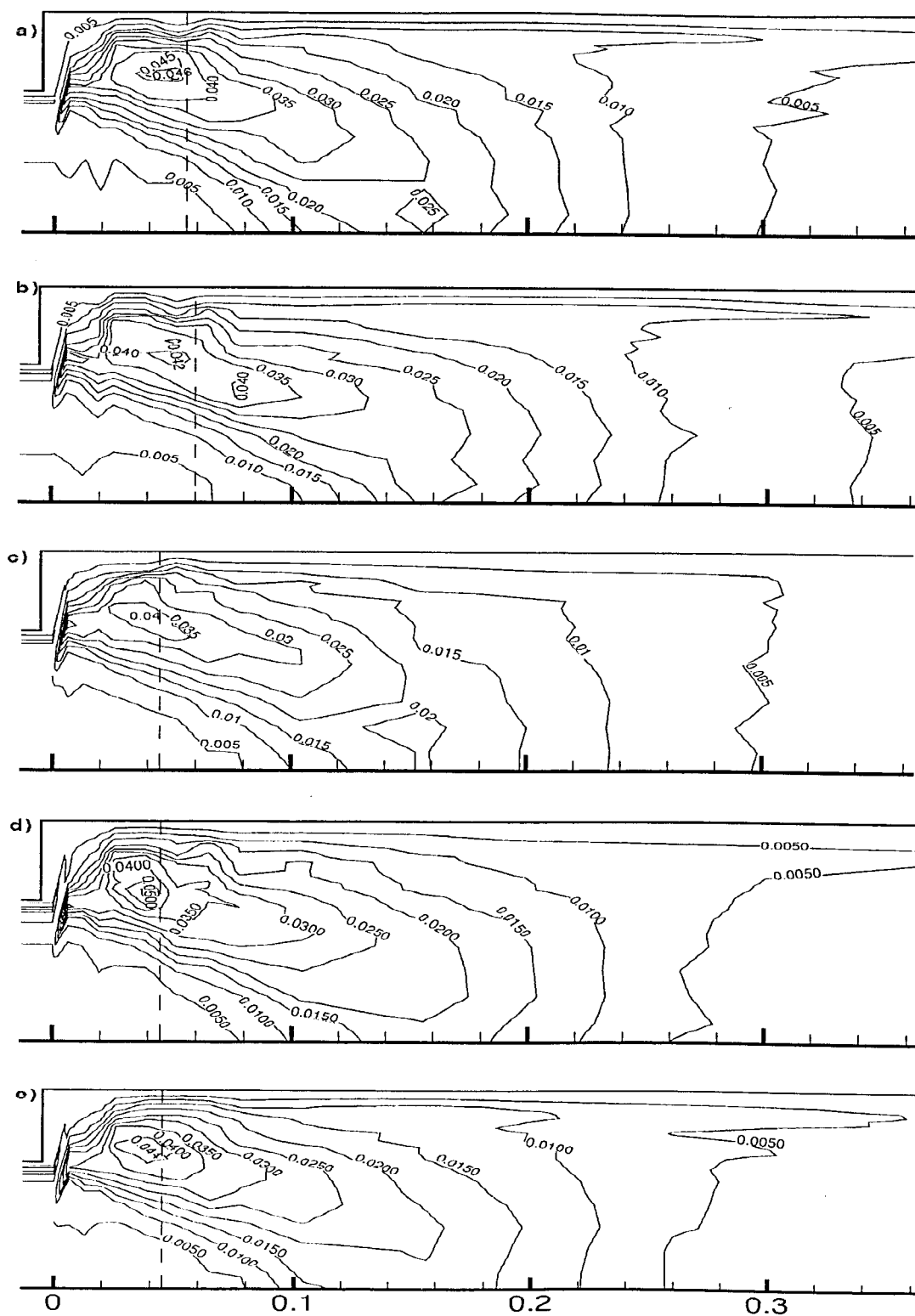


Figura 5.39- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 0,1% XG, $Re_w = 19.570$; d) 0,2% XG, $Re_w = 27.100$; e) 0,2% XG, $Re_w = 19.350$; ($RE = 1,538$).

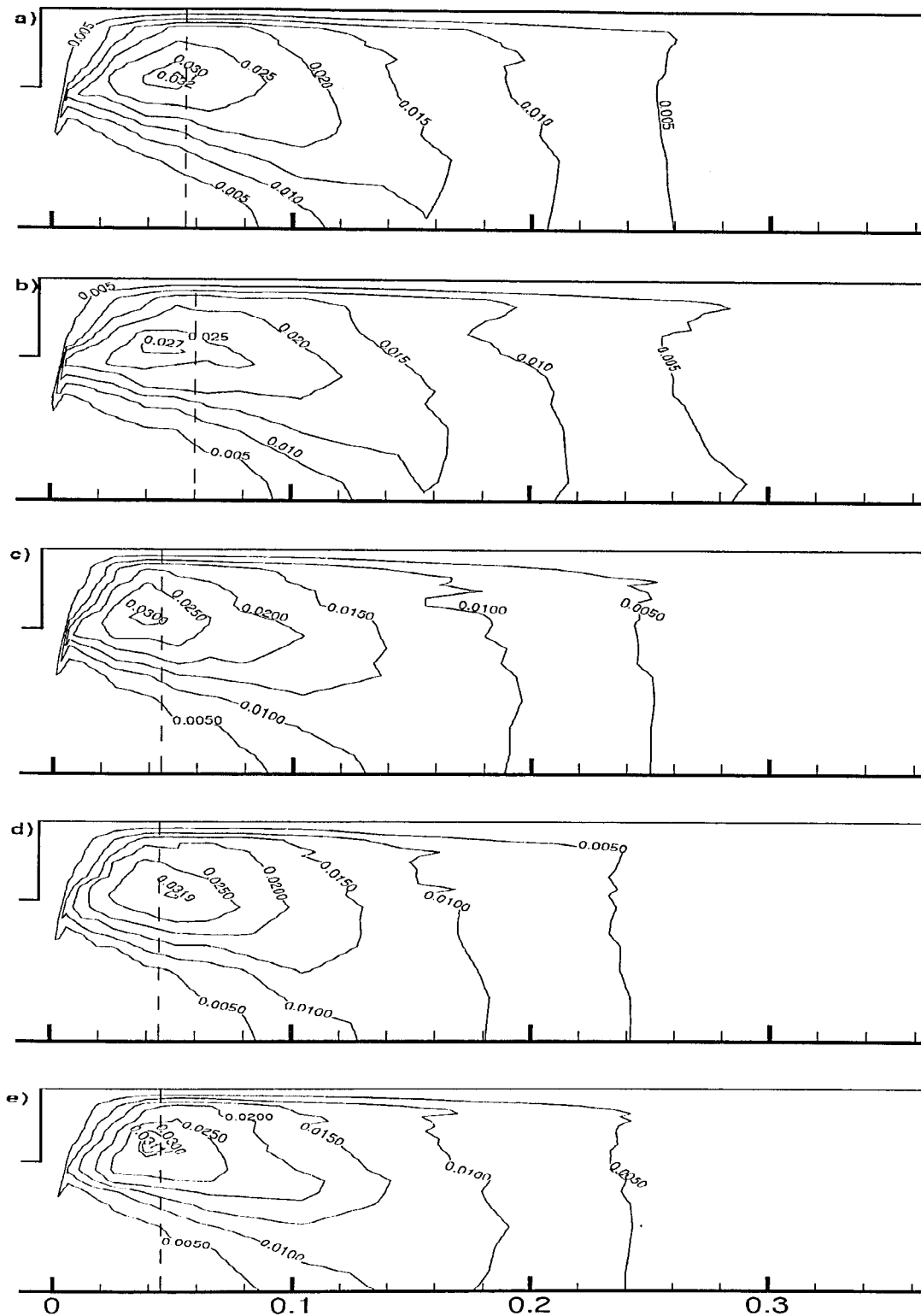


Figura 5.40- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 0,1% XG, $Re_w = 19.570$; d) 0,2% XG, $Re_w = 27.100$; e) 0,2% XG, $Re_w = 19.350$; ($RE = 1,538$).

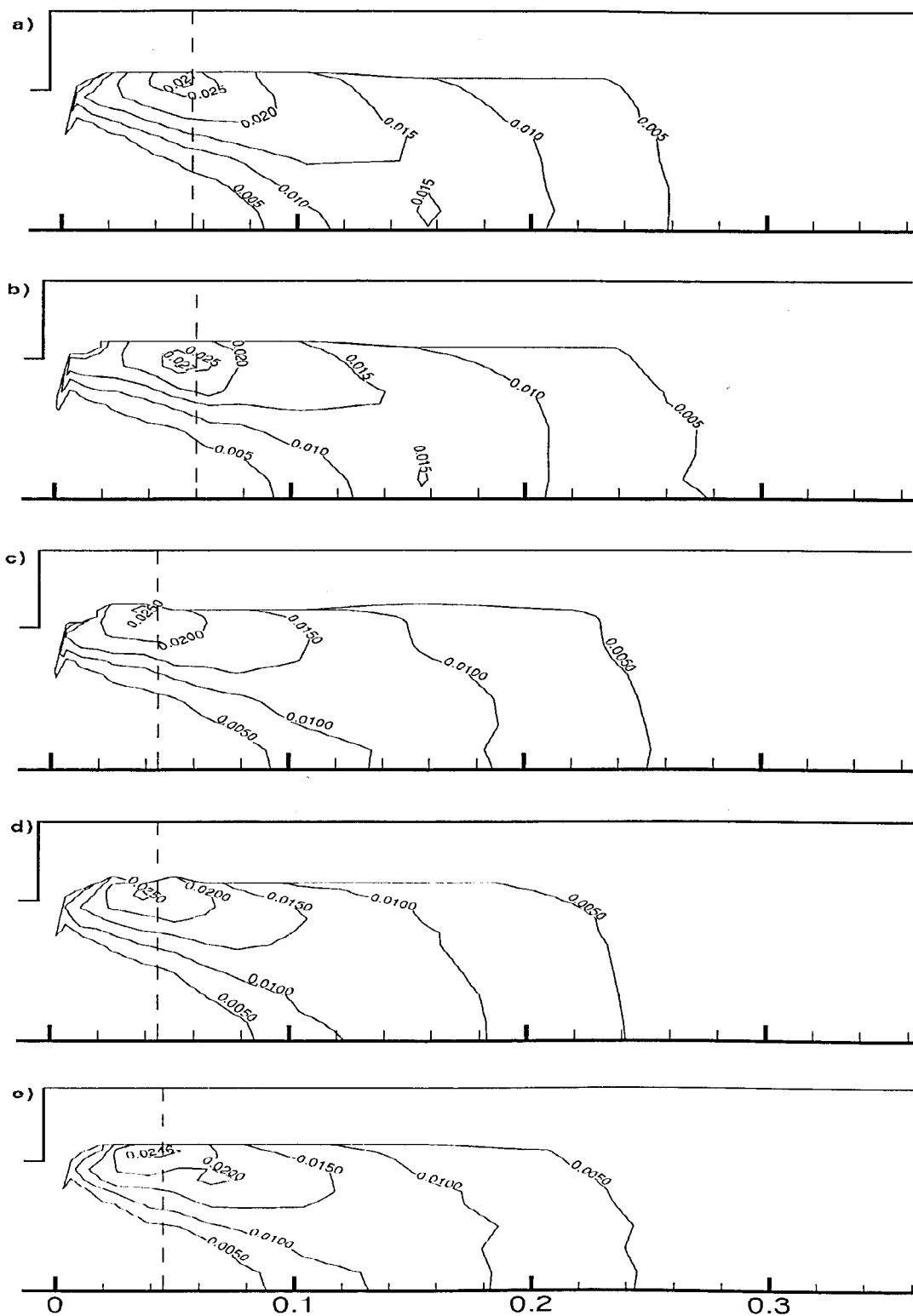


Figura 5.41- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 0,1% XG, $Re_w = 19.570$; d) 0,2% XG, $Re_w = 27.100$; e) 0,2% XG, $Re_w = 19.350$; ($RE = 1,538$).

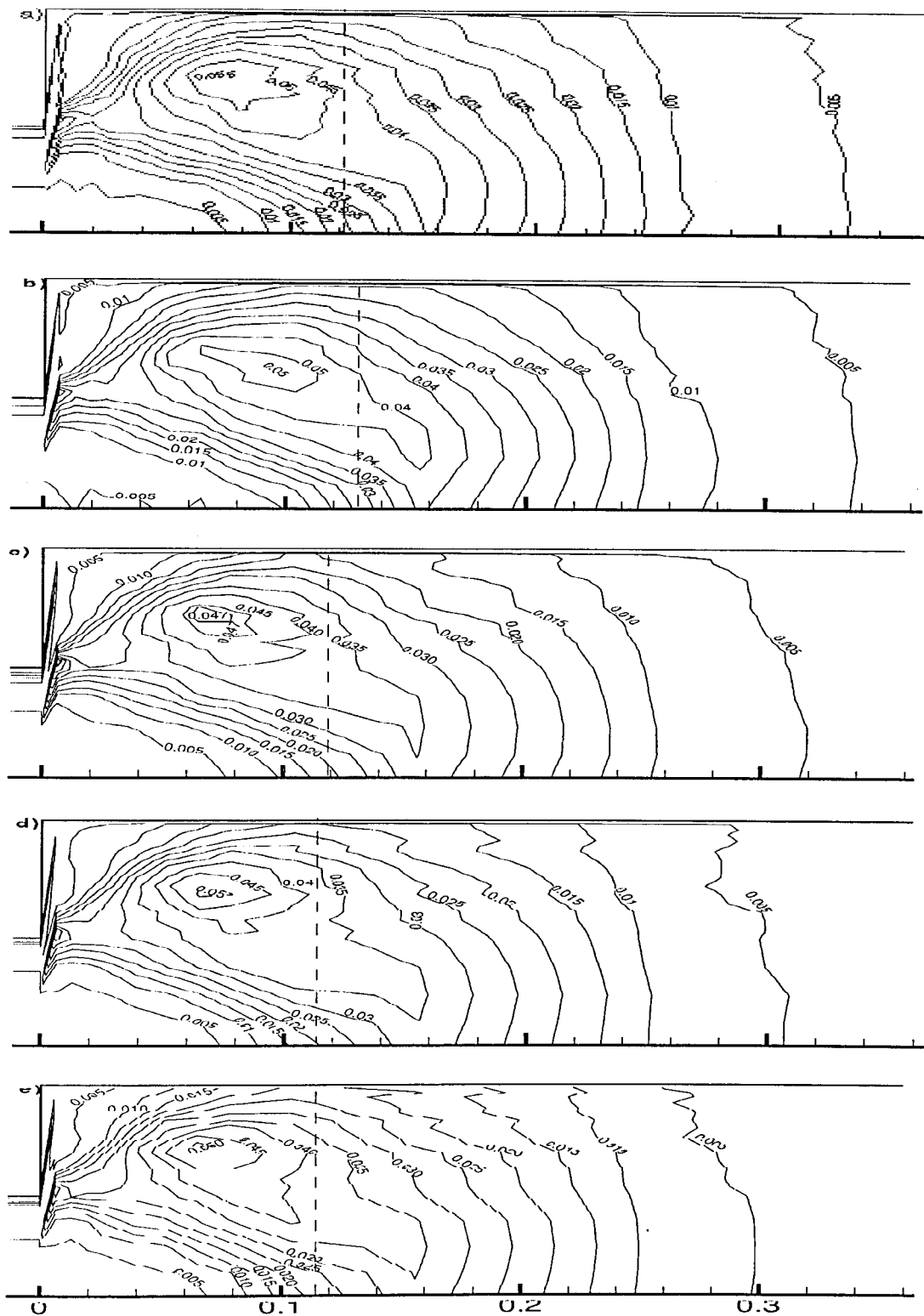


Figura 5.42- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.900$; b) água, $Re = 50.400$; c) 0,1% XG, $Re_w = 19.630$; d) 0,2% XG, $Re_w = 27.050$; e) 0,2% XG, $Re_w = 19.440$; ($RE = 2$).

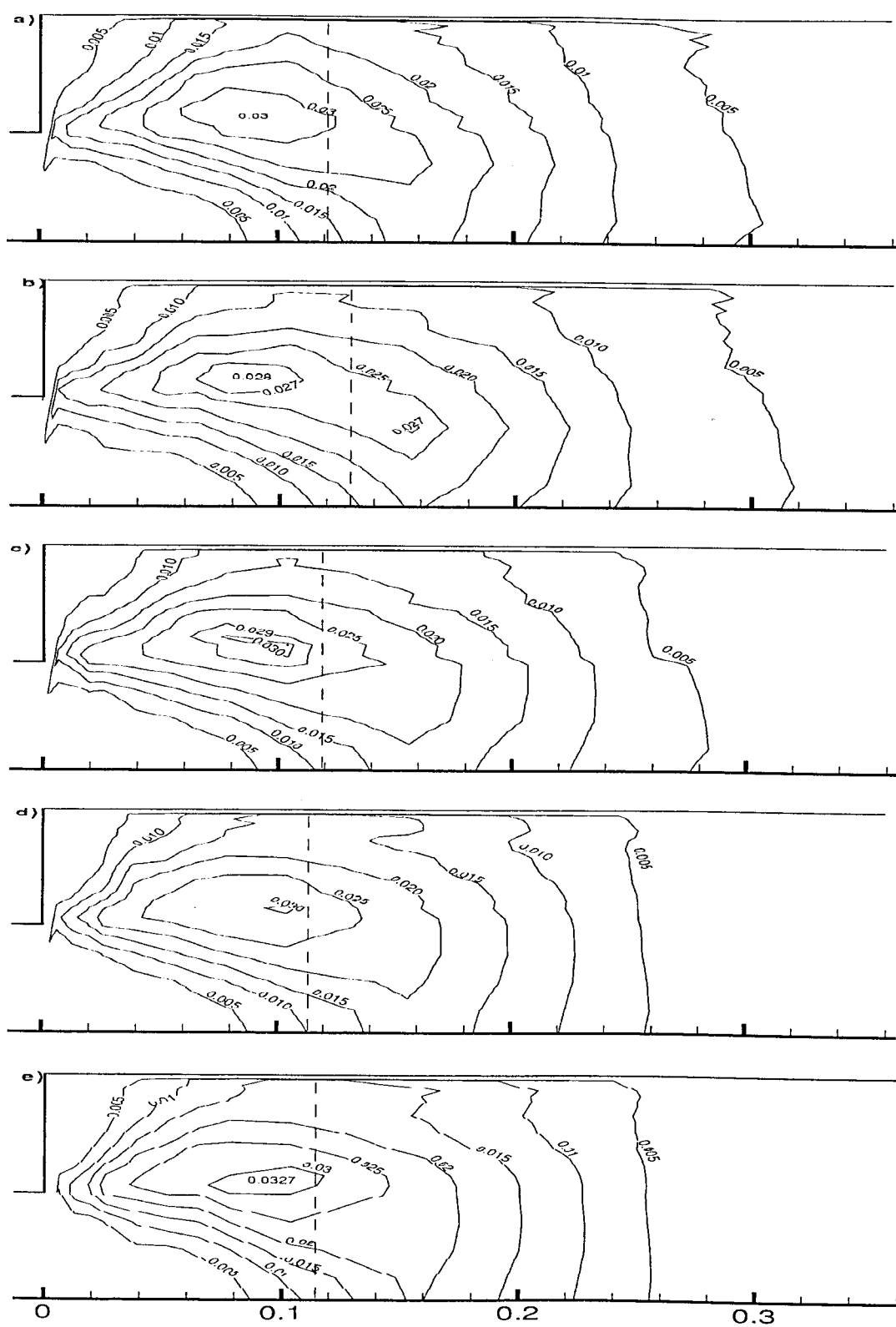


Figura 5.43- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.900$; b) água, $Re = 50.400$; c) 0,1% XG, $Re_w = 19.630$; d) 0,2% XG, $Re_w = 27.050$; e) 0,2% XG, $Re_w = 19.440$; ($RE = 2$).

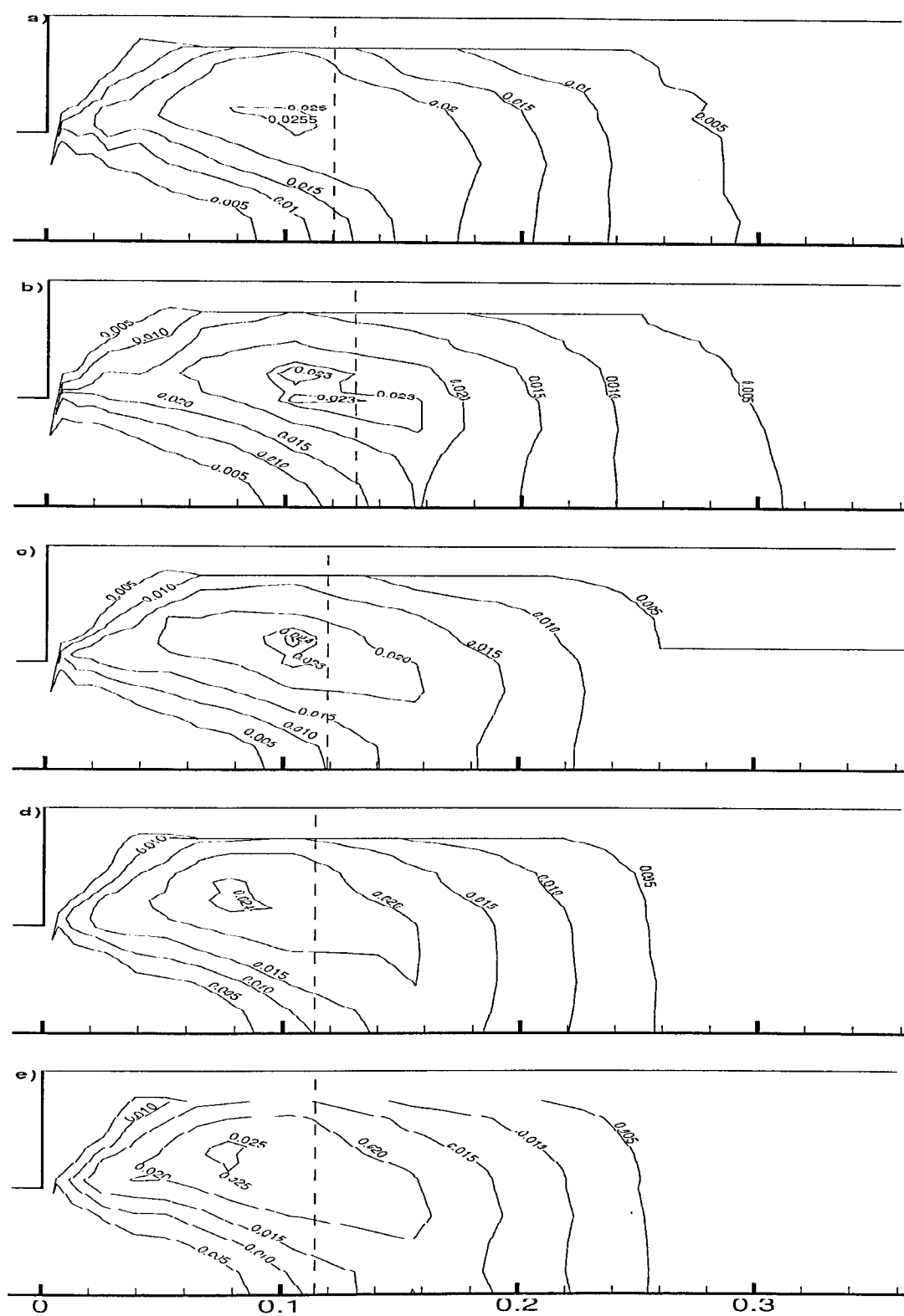


Figura 5.44- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.900$; b) água, $Re = 50.400$; c) 0,1% XG, $Re_w = 19.630$; d) 0,2% XG, $Re_w = 27.050$; e) 0,2% XG, $Re_w = 19.440$; ($RE = 2$).

5.6-ESCOAMENTO MÉDIO - CMC

5.6.1-COMPRIMENTO DE RECIRCULAÇÃO E VELOCIDADE MÉDIA

Os comprimentos de recirculação das soluções viscoelásticas de CMC em escoamento turbulento, são muito semelhantes aos dos escoamentos de fluidos Newtonianos a idêntico número de Reynolds. No entanto, os valores medidos na expansão súbita $RE = 1,538$, são mais elevados que os das medições de goma de xantano e de tylose de Castro e Pinho (1995), também com condições de entrada de escoamento desenvolvido na expansão com a mesma razão de expansão. O comprimento de recirculação da solução de CMC é cerca de 23 e 9% maior que o das soluções de 0,2% XG e de 0,4% tylose quando comparados ao mesmo caudal próximo do máximo. As soluções de 0,2% CMC medidas na expansão súbita de $RE = 2$ apresentam tamanhos do comprimento de recirculação cerca de 6% maiores que os das soluções de goma de xantano, mas mais aproximados das soluções puramente viscosas de carbopol de Pak *et al* (1990), mas ainda muito menores que os seus resultados para as soluções fortemente viscoelásticas de separan.

As figuras (5.45 e 5.46) comparam os valores experimentais dos perfis radiais da velocidade média normalizada da água e os da solução de 0,2% CMC e incluem também os efeitos do número de Reynolds, respectivamente para a menor e maior expansão. No que diz respeito aos perfis de velocidade média há aspectos importantes a considerar, alguns dos quais podemos reportar:

- 1) Após a separação as velocidades médias normalizadas do CMC no centro da conduta são mais elevadas que para a água. Os perfis do CMC e da água são igualmente “planos”;
- 2) Na zona da camada de mistura o gradiente de velocidades é mais intenso com o CMC do que com a água.

Logo após a colagem as velocidades do CMC são menores do que as velocidades da água na região central, mas mais a jusante, as da água serão menores. Isto sugere que a maior turbulência inicial do CMC acelera a recuperação inicial do escoamento de CMC, mas como depois a turbulência das soluções viscoelásticas cai muito depressa, a turbulência do escoamento de água torna-se superior e o desenvolvimento do escoamento Newtoniano processa-se mais rapidamente na zona de redesenvolvimento.

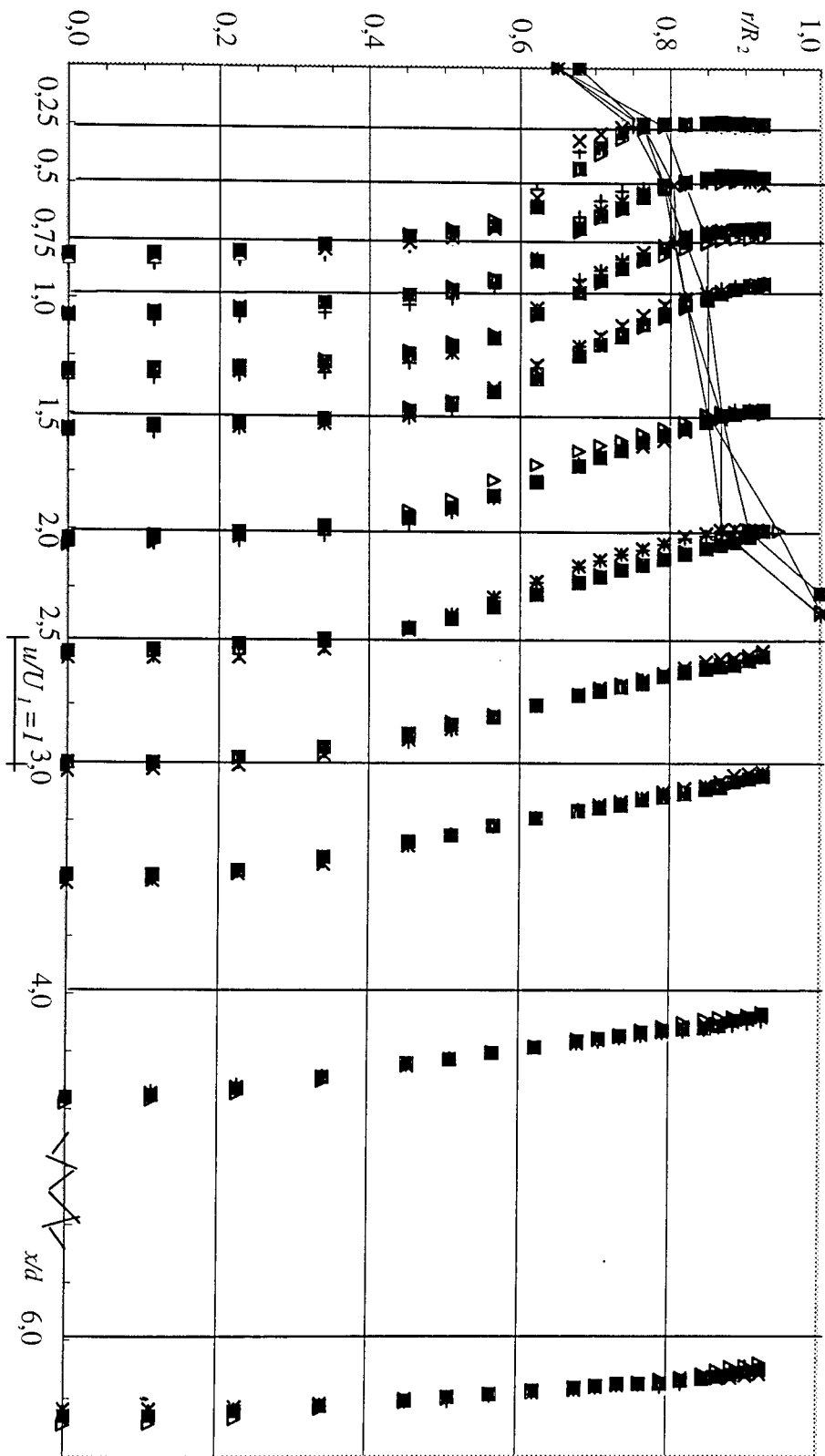


Figura 5.45- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo. Água:
 ■ $Re = 133.600$; Δ $Re = 50.100$; 0,2% CMC: + $Re_w = 29.000$; * $Re_w = 18.600$; ($Re = 1.538$).

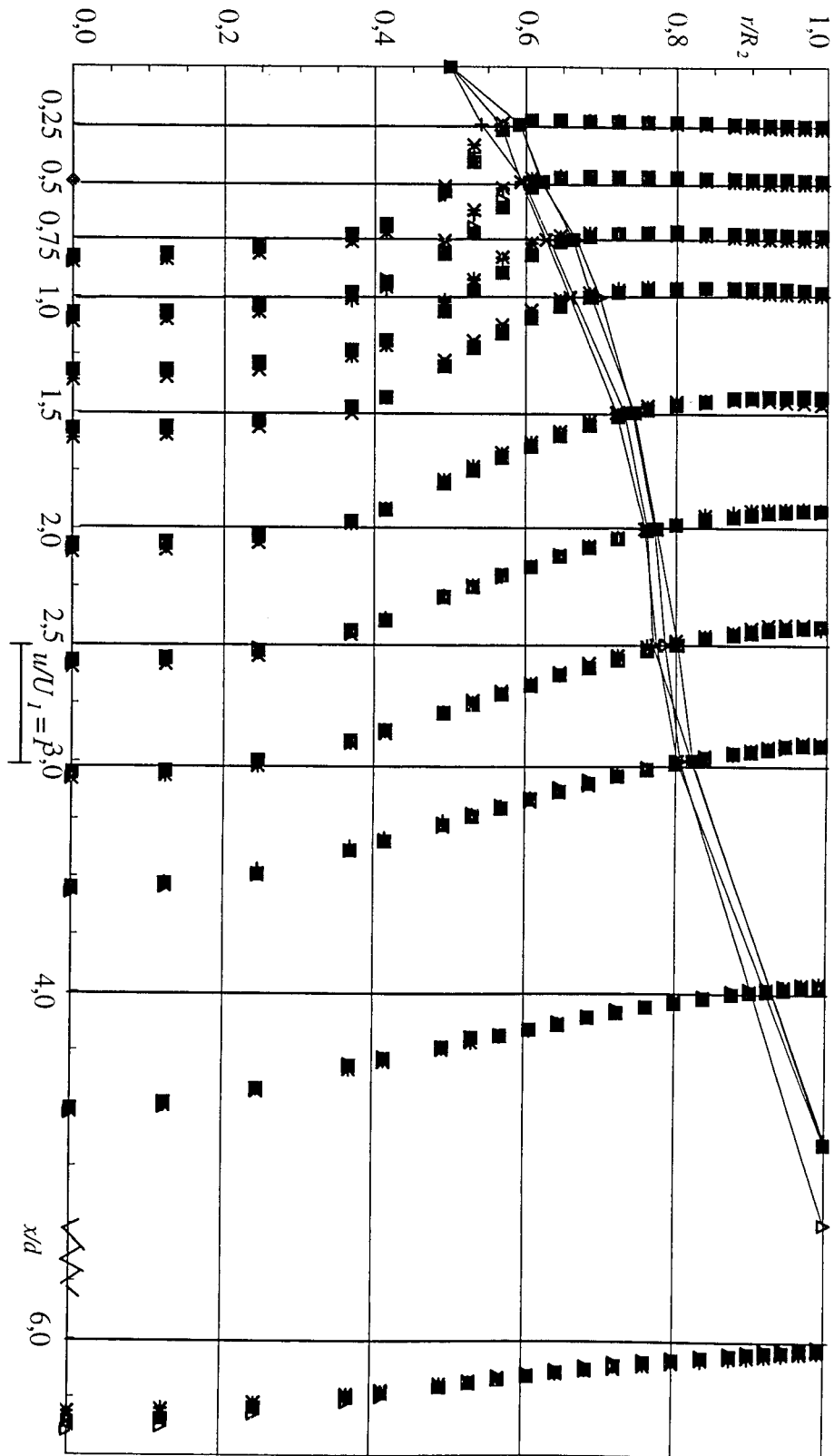


Figura 5.46- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo. Água: ■ $Re = 133.900$; Δ $Re = 50.400$; 0,2% CMC: + $Re_w = 29.000$; * $Re_w = 18.600$; ($RE=2$).

5.7-ESCOAMENTO TURBULENTO - CMC

Através das tabelas (5.5) e (5.6) podemos verificar que a adição de CMC à água faz aumentar de um modo crescente a intensidade máxima de todas as componentes das tensões normais de Reynolds sendo independente do número de Reynolds e da razão de expansão.

As figuras (5.47), (5.48) e (5.49) apresentam isolinhas das tensões normais axial, tangencial e radial de Reynolds normalizadas para $RE = 1,538$, respectivamente, enquanto as figuras (5.50); (5.51) e (5.52) se referem a $RE = 2$.

É interessante notar que na camada de mistura, que se vai alargando à medida que x/d aumenta, a componente axial de turbulência das soluções de CMC é maior do que a da água e que só mais jusante é que a água atinge valores parecidos. Quanto às outras componentes da turbulência, no início da expansão ($x < 0,02$ m) verifica-se que as componentes tangencial e radial do CMC apresentam a mesma baixa turbulência observada junto à parede na conduta a montante do degrau padrão de comportamento que é típico do de fluidos exibindo redução de arrasto, sendo menores que as correspondentes tensões de Reynolds da água. Posteriormente, $\overline{w'^2}$ e $\overline{v'^2}$ das soluções de CMC aumentam muito e ultrapassam os valores da água. Não é pois de surpreender que a bolha de recirculação do CMC tenha um comprimento próximo do da água: x_R/H depende fortemente da componente radial da turbulência e no caso do CMC demora até que esta quantidade atinja valores elevados.

Há aqui uma diferença relativamente à goma de xantano onde os valores de x_R/H são também menores do que os da água mas, com a goma de xantano a componente radial da turbulência desenvolve-se mais depressa do que no caso do escoamento do CMC e por isso, embora haja grandes diferenças no campo turbulento o x_R/H acaba por não ser muito diferente. Vemos portanto, que por si só o x_R/H não é um bom indicador do comportamento das soluções, sendo necessário compará-las em termos de campos turbulentos.

O local onde ocorre o valor máximo das tensões normais de Reynolds das soluções de goma de xantano está a montante do correspondente local para os escoamentos de CMC. Ao deslocarmos para jusante as tensões de Reynolds das soluções de CMC sofrem um atraso em relação às soluções de goma de xantano, nas duas expansões súbitas.

A distribuição da turbulência $\overline{w'^2}$ e $\overline{v'^2}$ na camada de mistura e na região de recirculação não é igual para todos os fluidos, como já foi observado para a goma de xantano: logo após o degrau, os escoamentos de água apresentam uma intensidade de turbulência mais elevada, o que corresponde à turbulência tangencial e radial transportada por advecção da

conduta de montante. Por outro lado, aí os $\overline{w'^2}$ e $\overline{v'^2}$ das soluções de CMC são de facto muito inferiores aos valores correspondentes para água e também inferiores aos da goma de xantano. No entanto, no desenvolvimento da camada de mistura os valores máximos de $\overline{w'^2}$ e $\overline{v'^2}$ das soluções de CMC e água são comparáveis. Dá assim a ideia que, para estas duas componentes, a geração de $\overline{w'^2}$ e $\overline{v'^2}$ é muito mais intensa para os fluidos viscoelásticos não-Newtonianos do que para a água, devido ao mecanismo de redistribuição da pressão-deformação e também devido a um aumento de produção de turbulência derivado dos maiores gradientes de velocidade média $\partial u / \partial r$ envolvidos. Após a colagem a elevada turbulência move-se em direcção da parede devido a um aumento da produção das componentes radial e tangencial.

As componentes transversais da turbulência diminuem mais rapidamente que a componente longitudinal após a colagem, comportamento este semelhante nas as duas expansões súbitas para as soluções viscoelásticas de CMC e de goma de xantano.

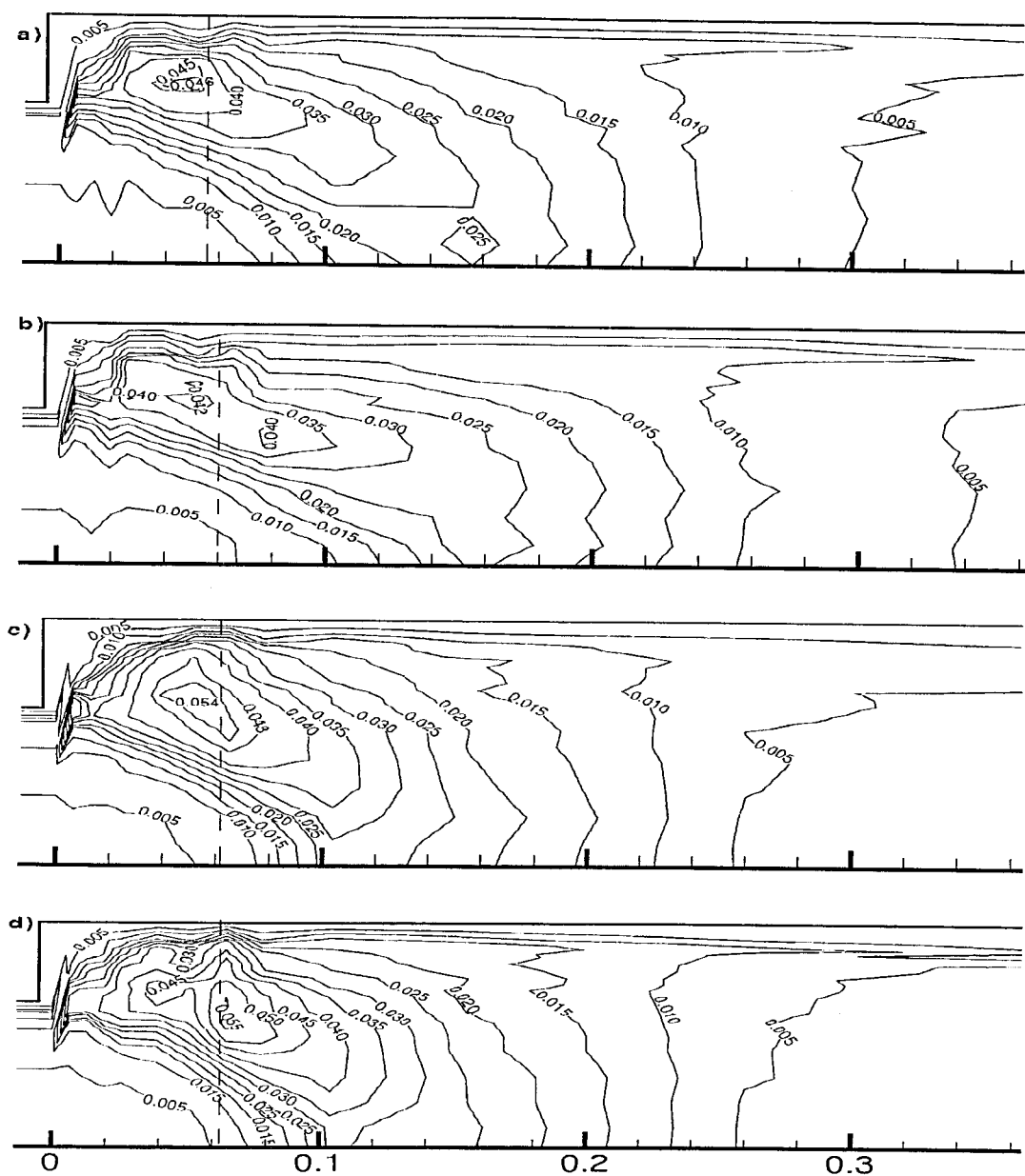


Figura 5.47- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 0,2% CMC, $Re_w = 29.000$; d) 0,2% CMC, $Re_w = 18.600$; ($RE = 1,538$).

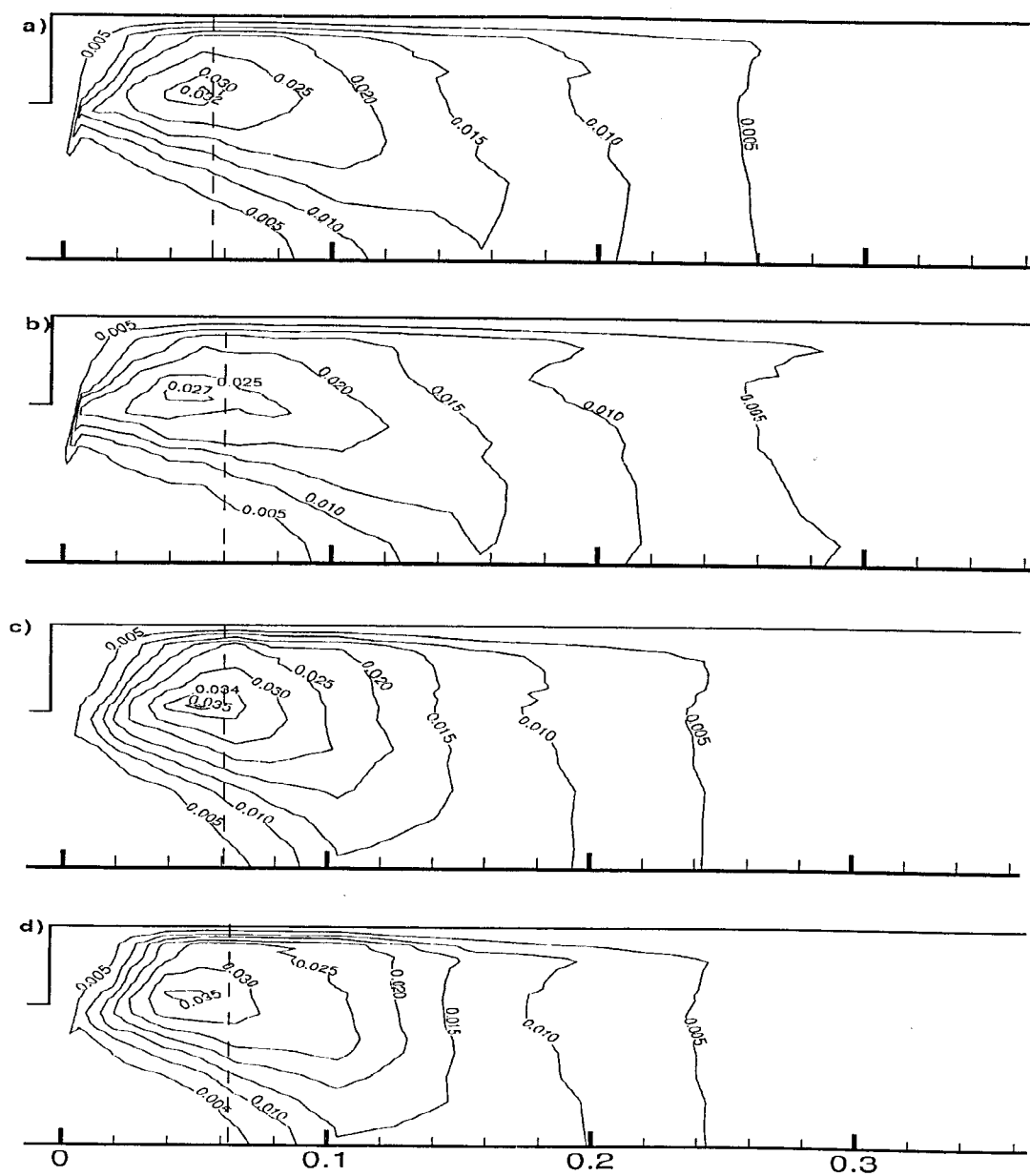


Figura 5.48- Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 0,2% CMC, $Re_w = 29.000$; d) 0,2% CMC, $Re_w = 18.600$; ($RE = 1,538$).

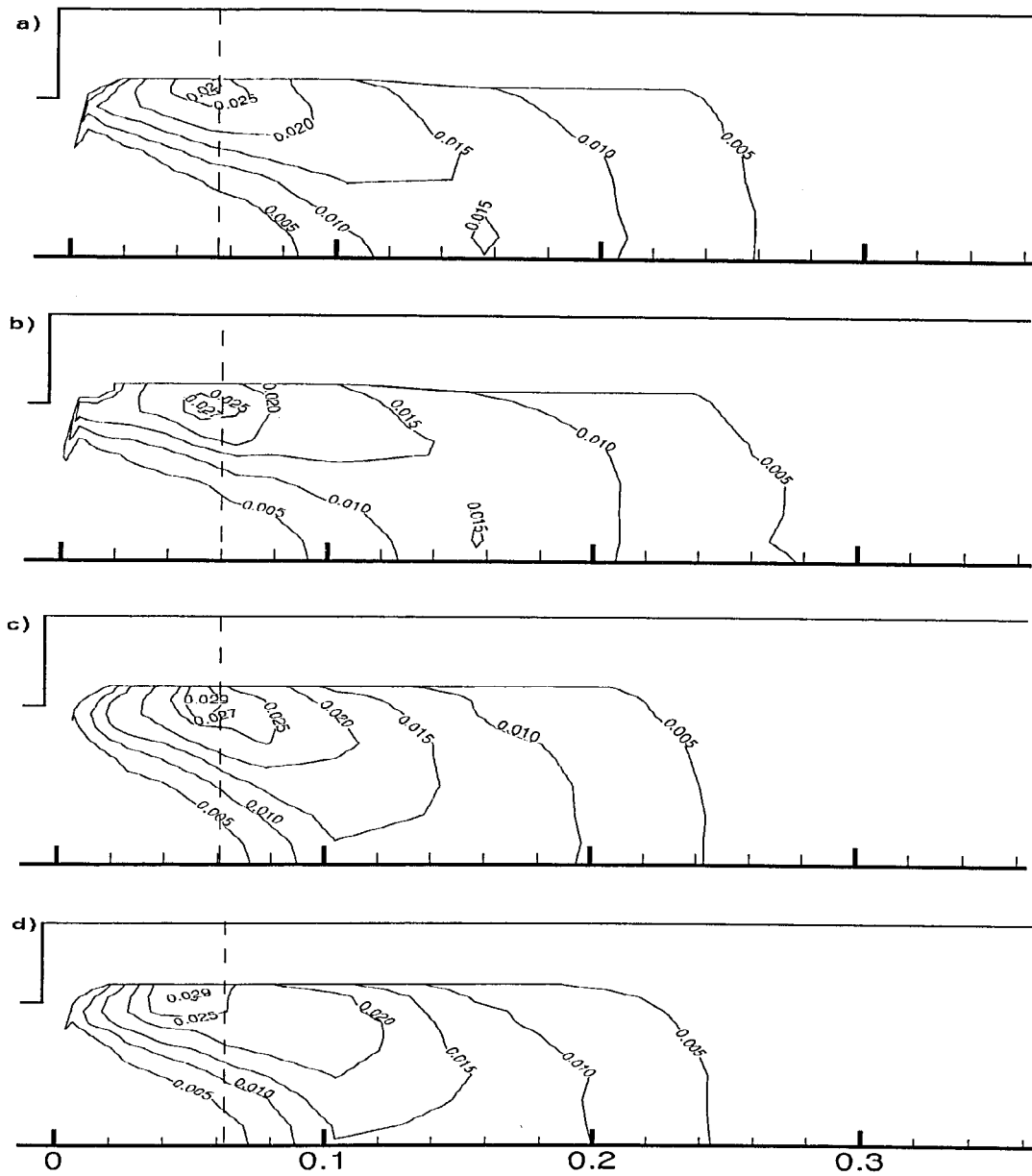


Figura 5.49- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 0,2% CMC, $Re_w = 29.000$; d) 0,2% CMC, $Re_w = 18.600$; ($RE = 1,538$).

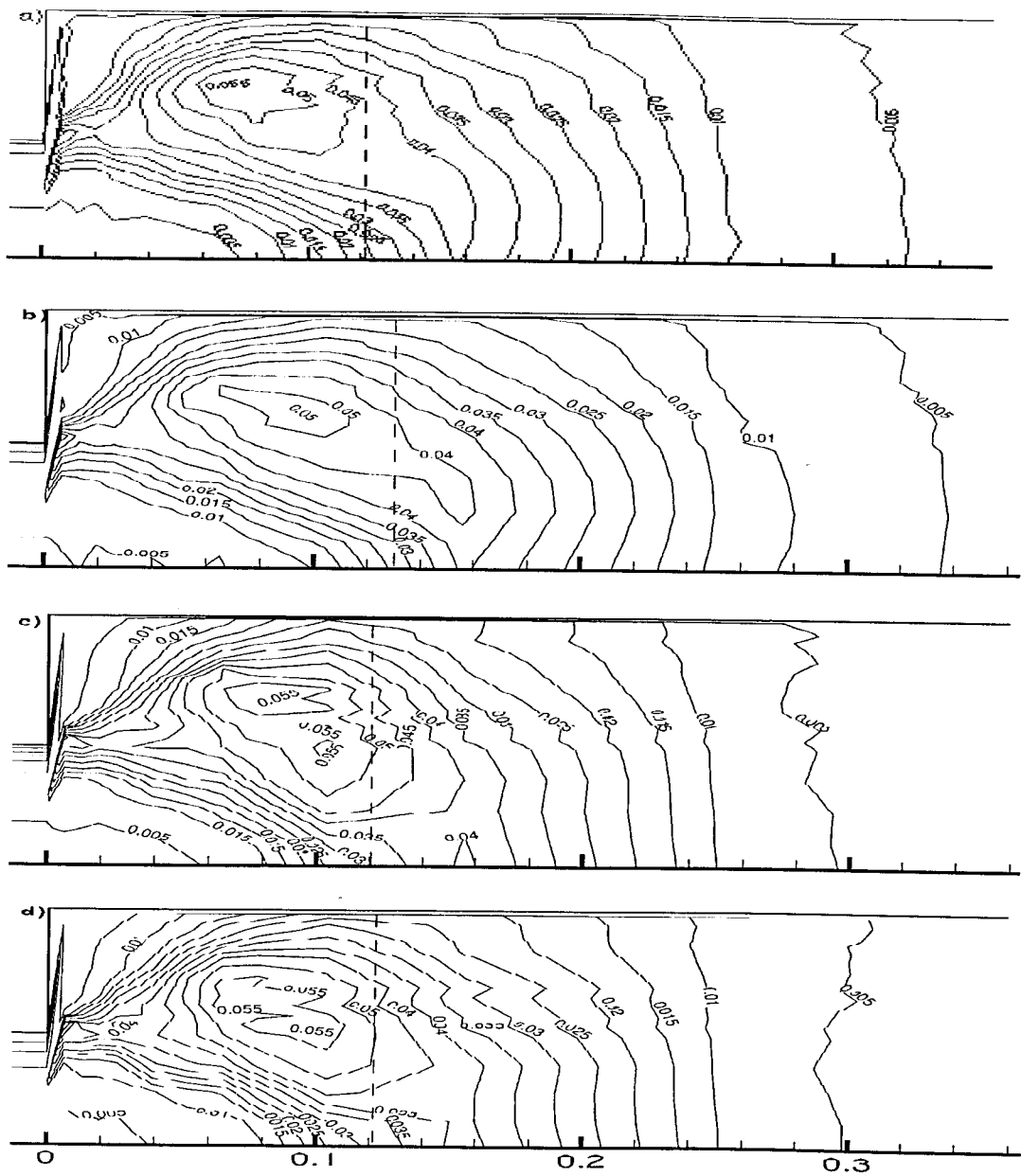
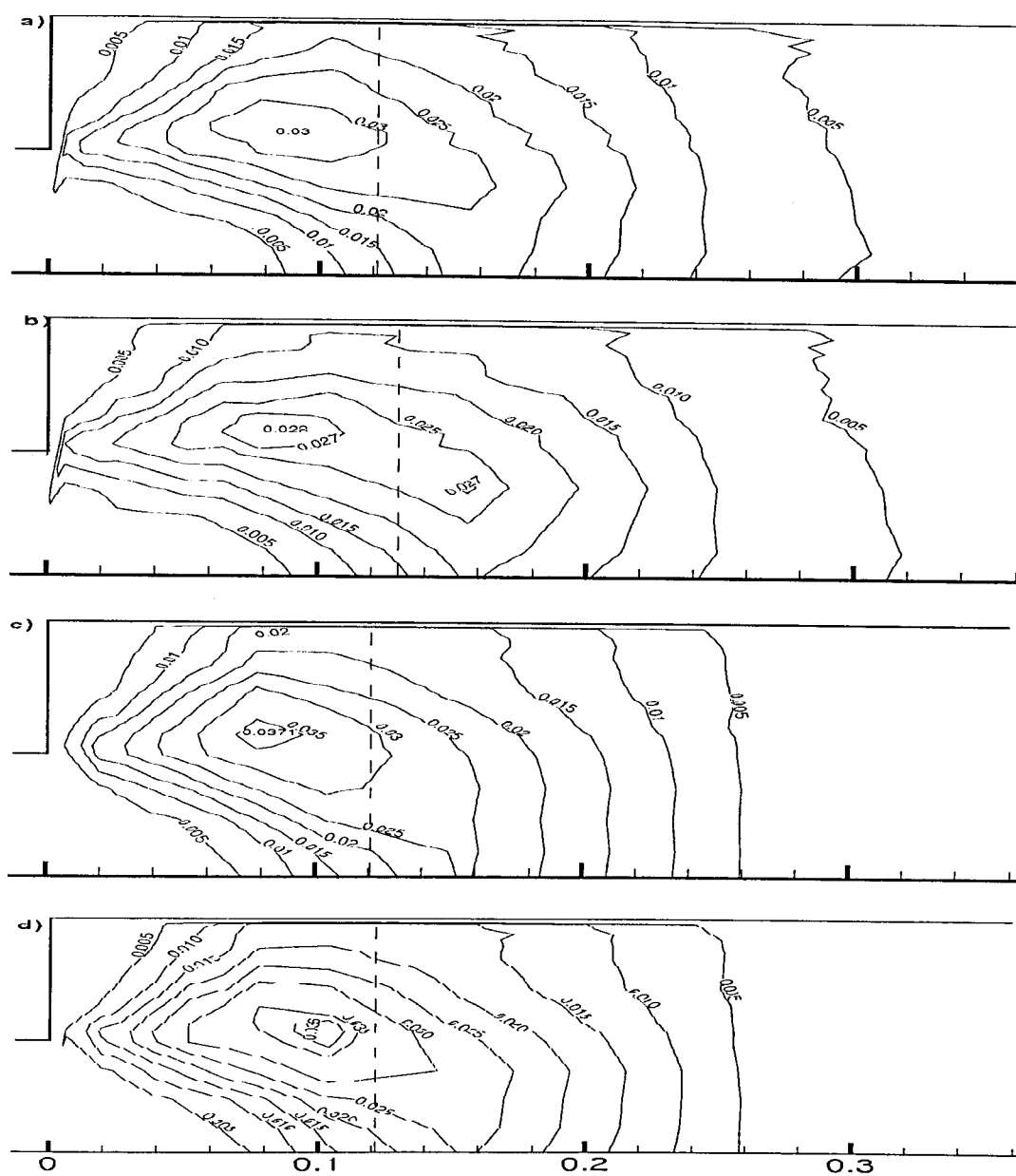


Figura 5.50- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.900$; b) água, $Re = 50.400$; c) 0,2% CMC, $Re_w = 29.000$; d) 0,2% CMC, $Re_w = 18.600$; ($RE = 2$).



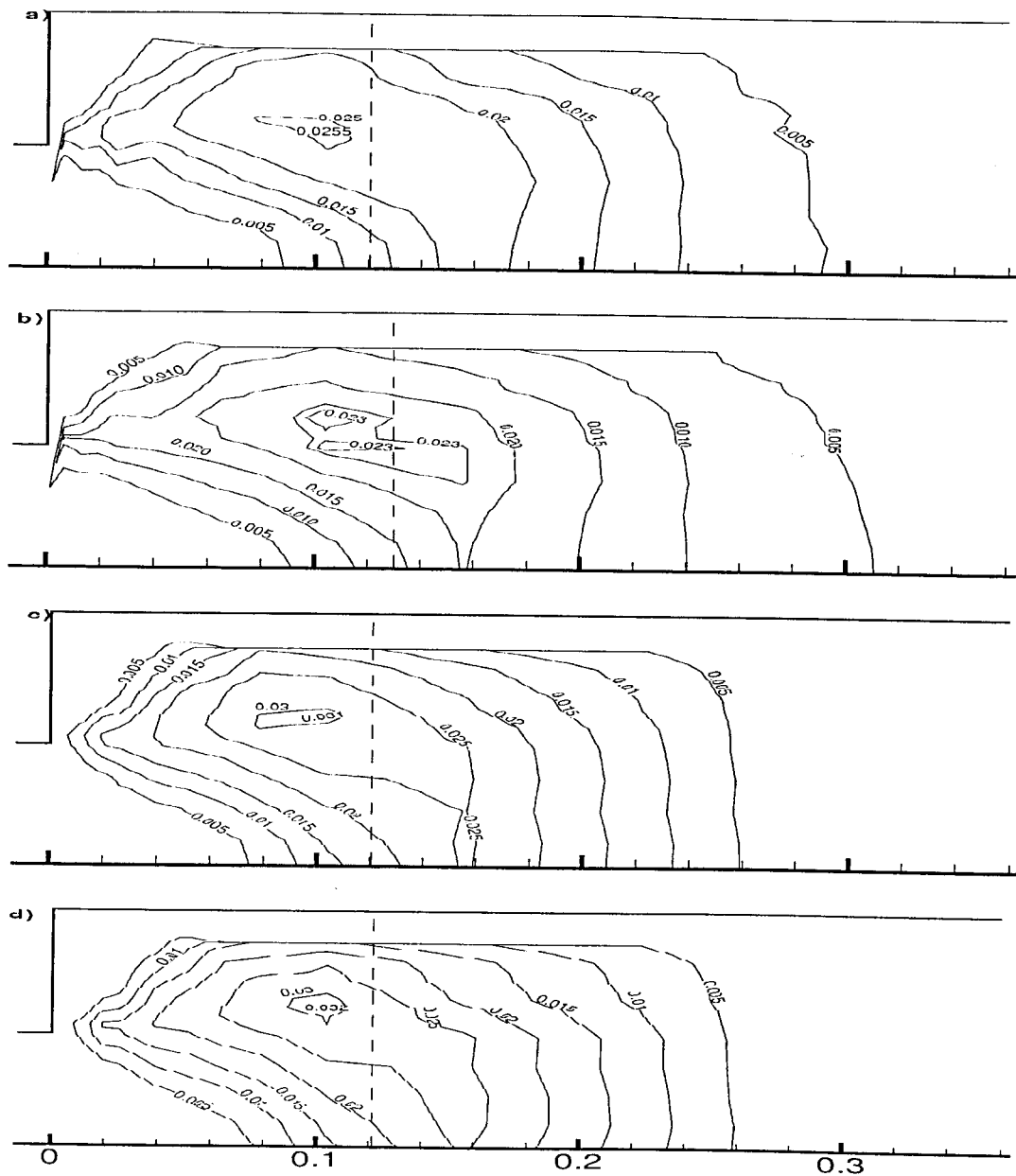


Figura 5.52- Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.900$; b) água, $Re = 50.400$; c) 0,2% CMC, $Re_w = 29.000$; d) 0,2% CMC, $Re_w = 18.600$; ($RE = 2$).

5.8- EFEITO DA RAZÃO DE EXPANSÃO NO ESCOAMENTO MÉDIO

Este estudo permite concluir que existe uma pequena influência da razão de expansão no comprimento de recirculação normalizado, havendo para a água aumentos de 10 e 15% no comprimento da bolha para um aumento de 30% na razão de expansão.

Comparando os comprimentos de recirculação das soluções de 0,1 e 0,2% XG a baixo e maior caudal medidos nas duas expansões súbitas verificamos que o aumento da razão de expansão origina aumentos de 31% e de 23 e 29%, respectivamente. O tamanho da bolha da solução de 0,1% XG é inferior em cerca de 12% ao das soluções puramente viscosas de carbopol de Pak *et al* (1990), mas muito inferior que os seus resultados para as soluções fortemente viscoelásticas de separan, para a mesma razão de expansão.

Se compararmos os perfis de velocidade médias das duas expansões para todos os escoamentos verificamos que existe um atraso no desenvolvimento dos perfis de velocidade com o aumento da RE , e portanto um aumento do comprimento da bolha.

A influência do aumento da razão de expansão nos comprimentos de recirculação das soluções de 0,2% CMC a baixo e maior caudal medidos nas duas expansões súbitas, é inferior à de todos os escoamentos medidos da água e da goma de xantano, tendo-se obtido um crescimento de cerca de 4 e 5% respectivamente. Esta diferença poderá estar relacionada com o atraso no desenvolvimento da turbulência radial na camada de mistura antes da região de colagem da solução de CMC relativamente à solução de goma de xantano, que se observa entre as duas expansões súbitas.

5.9- EFEITO DA RAZÃO DE EXPANSÃO NO ESCOAMENTO TURBULENTO

Para os escoamentos Newtonianos a turbulência axial e tangencial máximas aumentam com a razão de expansão, enquanto que a turbulência máxima radial diminui, e é por isso o comprimento de recirculação aumente. O aumento da turbulência axial entre 19 e 24%, verificado neste estudo para um aumento da razão de expansão de 30%, é consistente com o encontrado por Khezzar (1985) para fluidos Newtonianos em expansões axissimétricas onde se verificaram aumentos de 30% para a turbulência axial para um aumento da razão de expansão de 35%. O estudo de Pronchick e Kline (1983), também com fluidos Newtonianos,

em expansões planas com degrau, mostrou que para aumentos da razão de expansão de 47% a turbulência axial subiu 40%.

No caso dos escoamentos dos fluidos não-Newtonianos viscoelásticos a turbulência axial também aumenta com a razão de expansão, do mesmo modo que em relação às componentes transversais do CMC, mas não para a goma de xantano, talvez por isso estas soluções apresentam comprimentos de recirculação bastante diferentes.

Na $RE = 2$ a componente axial da tensão normal de Reynolds é maior que as componentes tangencial e radial em 38 e 54% para a água, 39 e 50% para a solução de 0,2% XG e 36 e 39% para a solução de 0,2% CMC, respectivamente, a caudal máximo. Esse aumento é mais significativo para a água do que para os fluidos viscoelásticos quando comparado com os valores obtidos na menor expansão que foram de 30 e 39% para a água, 35 e 48% para a goma de xantano e 35 e 44% para o CMC. Quer isto dizer que quando a RE aumenta, o efeito viscoelástico diminui as diferenças entre a componente axial e as componentes transversais, sendo mais acentuado com o CMC.

No espaço físico, o desenvolvimento da turbulência na expansão $RE = 2$ é mais lenta do que na expansão de menor degrau, com a intensidade máxima a ser atingida também de uma maneira homogênea para todas as componentes, excepto para o escoamento de água a menor número de Reynolds. Aqui o atraso é ainda maior em relação ao dos outros fluidos, devido à sua mais lenta dissipação axial e radial, apresentando um maior comprimento de recirculação. Após a região de colagem as soluções de CMC apresentam uma menor intensidade turbulenta indicando uma dissipação da turbulência mais rápida, acompanhado por uma menor curvatura das isolinhas na região central do escoamento. Essa curvatura é mais intensa para o escoamento de água com menor número de Reynolds em todas as componentes das tensões normais devido ao menor movimento da alta turbulência em direcção da parede, obtendo-se assim um ligeiro aumento de 7% no tamanho da bolha medida na maior expansão.

A análise dos resultados das soluções viscoelásticas de goma de xantano em ambas as expansões súbitas permitiu relacionar o comprimento de recirculação com as tensões axial e radial normais de Reynolds na camada de mistura após a separação. No caso de soluções de CMC as componentes axial e radial normal das tensões de Reynolds atingem valores máximos muito idênticos ao da água, mas localizados mais a jusante dos valores correspondente para a goma de xantano, conduzindo a comprimentos de recirculação do escoamento similares aos da

água e 6 e 21% maiores que os das soluções de goma de xantano, respectivamente na maior e menor expansão.

O aumento da razão de expansão tem uma grande influência na intensidade da tensão axial normal de Reynolds das soluções viscoelásticas de CMC após a separação na camada de mistura. A maior turbulência na região da parede da conduta a montante do degrau é transportada para jusante pelo escoamento médio resultando numa mais elevada turbulência axial na camada de mistura que se prolonga até à região de colagem. Este comportamento é único em todo o estudo e poderá estar relacionado com a elevada produção de $\overline{u'^2}$ devido aos elevados gradientes da velocidade média $\frac{\partial u}{\partial r}$ envolvidos, como vimos atrás nas figuras (5.45) e (5.46).

5.10- ESCOAMENTO MÉDIO E TURBULENTO- Laponite

As medições da velocidade do escoamento das suspensões de laponite só foram efectuadas após terem sido estabelecidas condições de estado estacionário, isto é, as medições só foram iniciadas após a estabilização do caudal no tempo.

A tabela (5.1) mostra que a suspensão não-Newtoniana viscoplástica de laponite exhibe um tamanho de bolha semelhante ao dos fluidos Newtonianos em regime turbulento. Se compararmos os comprimentos de recirculação da suspensão de 1% laponite com os das soluções viscoelásticas de 0,4 e 0,5% tylose de Castro e Pinho (1995) e de 0,2% XG e de 0,2% CMC observamos a mesma tendência para todas as soluções, isto é, o comprimento de recirculação diminui com o aumento do número de Reynolds.

A figura (5.53) compara o escoamento médio a jusante do plano do degrau para a água e suspensão de laponite e inclui o efeito do número de Reynolds para a expansão de $RE = 1,538$. Após a expansão podemos ver um atraso no desenvolvimento dos perfis na camada de mistura da suspensão de laponite a baixo número de Reynolds. Todos os perfis são muito semelhantes em forma, excepto na região da camada de mistura onde os gradientes da velocidade média são mais intensos para a laponite a mais baixo número de Reynolds e apresentam algumas diferenças. Posteriormente, a jusante na região de recuperação, os perfis da velocidade média tendem de novo para um perfil de forma plana, quando o escoamento inicia o desenvolvimento, com os perfis da água mais planos que os da laponite.

Na tabela (5.5) estão resumidos os valores máximos das tensões normais de Reynolds na direcção axial, tangencial e radial e da energia cinética turbulenta. Para a suspensão de 1% laponite, e em condições de caudal máximo, o aumento da tensão axial comparativamente às tensões tangencial e radial foi de 31 e 44%, respectivamente. A adição de laponite à água diminuiu a intensidade máxima de todas as componentes das tensões normais de Reynolds.

As figuras (5.54), (5.55) e (5.56) apresentam isolinhas das tensões normais axial, tangencial e radial de Reynolds normalizadas dos escoamentos da água e da laponite para $RE = 1,538$, respectivamente. Os vários gráficos das três componentes das tensões de Reynolds das suspensões não-Newtonianas e da água são muito idênticos e concordam em intensidade e em espaço. As pequenas diferenças estão dentro da incerteza experimental. A tensão axial de Reynolds é a mais elevada, seguida das componentes tangencial e radial, de acordo com o observado anteriormente com a goma de xantano e o CMC e os estudos de Castro e Pinho (1995) e Escudier e Smith (1999) e concordam também com os valores máximos da tabela (5.5).

A semelhança dos perfis de velocidade e dos contornos das isolinhas das tensões normais de Reynolds dos fluidos Newtonianos e tixotrópicos não-Newtonianos leva aos mesmos comprimentos de recirculação.

Os gráficos da velocidade média e turbulenta mostram que a suspensão de laponite desenvolve a turbulência na camada de mistura como os escoamentos da água, e alcança valores das tensões de Reynolds máximas entre os dois escoamentos Newtonianos antes de alcançar a região de colagem. O forte amortecimento da turbulência, especialmente das suas componentes transversais, previamente observado com as soluções de polímeros viscoelásticos de goma de xantano e de CMC, não foi observado com as suspensões de argila viscoplástica de laponite. Após a colagem a elevada turbulência move-se na direcção da parede devido ao aumento da produção das componentes tangencial e radial.

Os Apêndices (D), (E) e (F) apresentam os perfis radiais da velocidade média axial e das tensões normais de Reynolds normalizados com a velocidade média do escoamento a montante, dos escoamentos da água com soluções de XG, CMC e suspensões de laponite, respectivamente não apresentados neste capítulo.

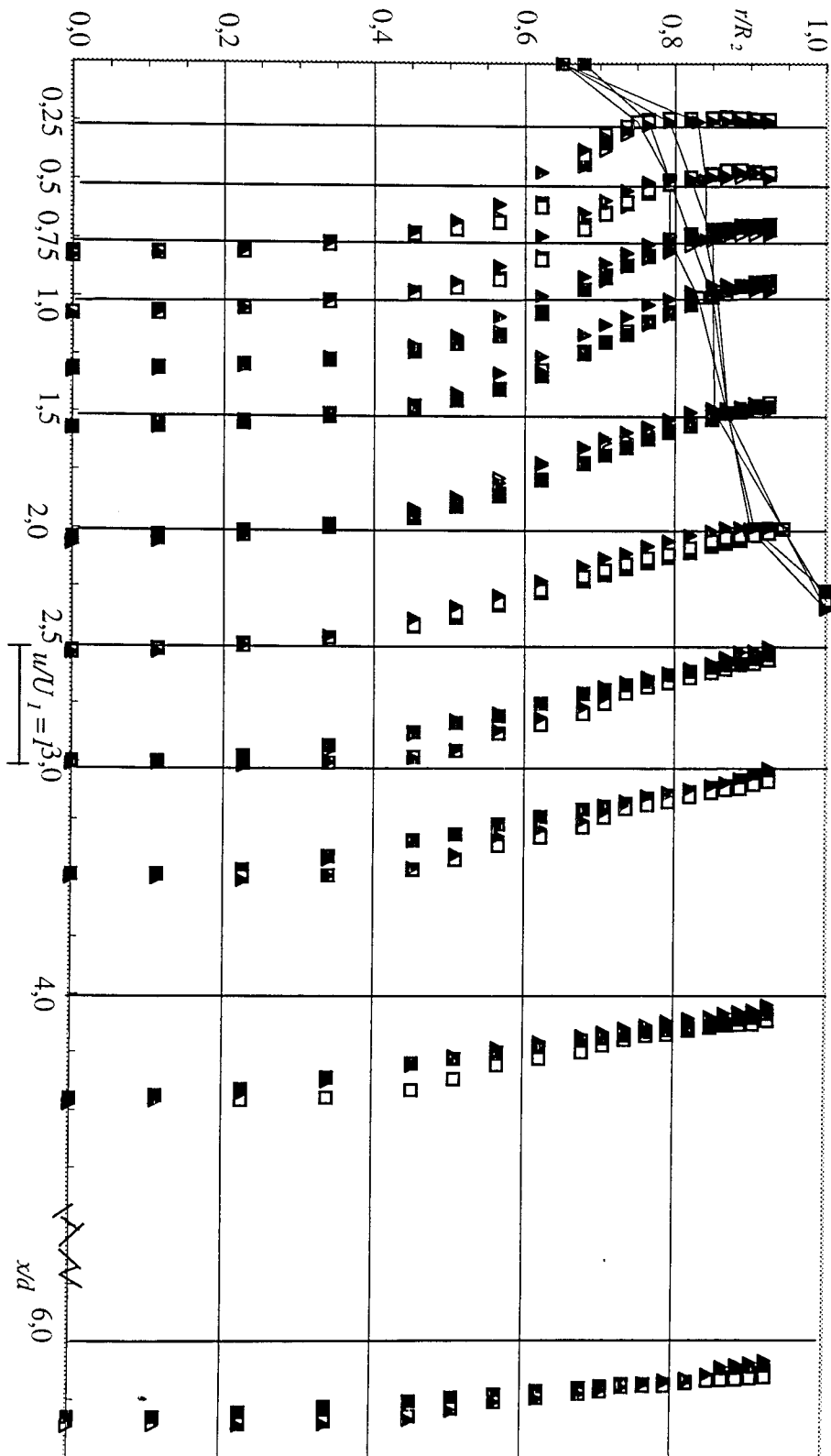


Figura 5.53- Perfis radiais da velocidade média normalizada com a velocidade no eixo. Água:
 ■ $Re = 133.600$; △ $Re = 50.100$; 1% laponite: □ $Re_w = 31.400$; ▲ $Re_w = 17.800$; ($Re = 1,538$).

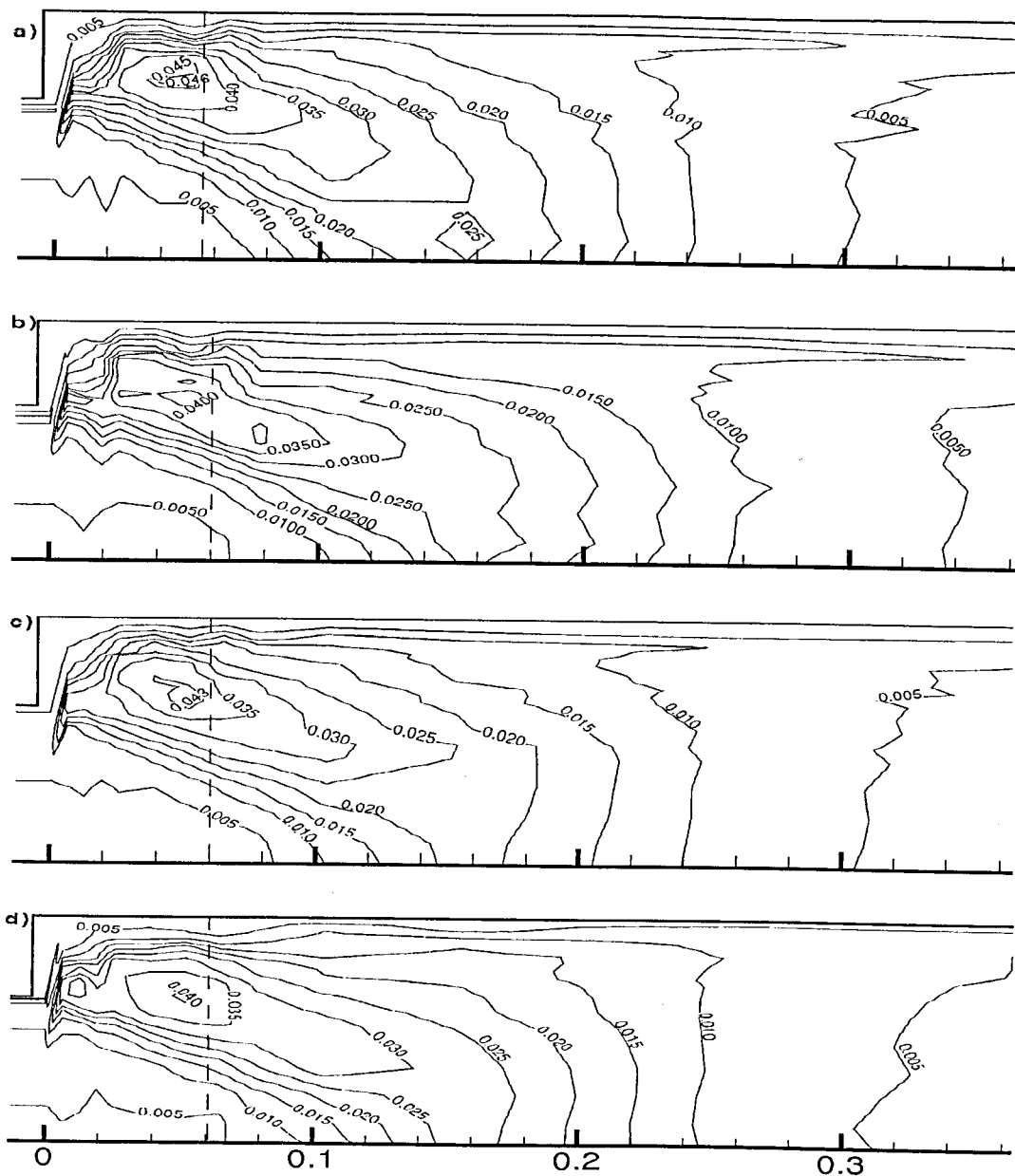


Figura 5.54- Isolinhas das tensões normais axiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 1% laponite, $Re_w = 31.400$; d) 1% laponite, $Re_w = 17.800$; ($RE = 1,538$).

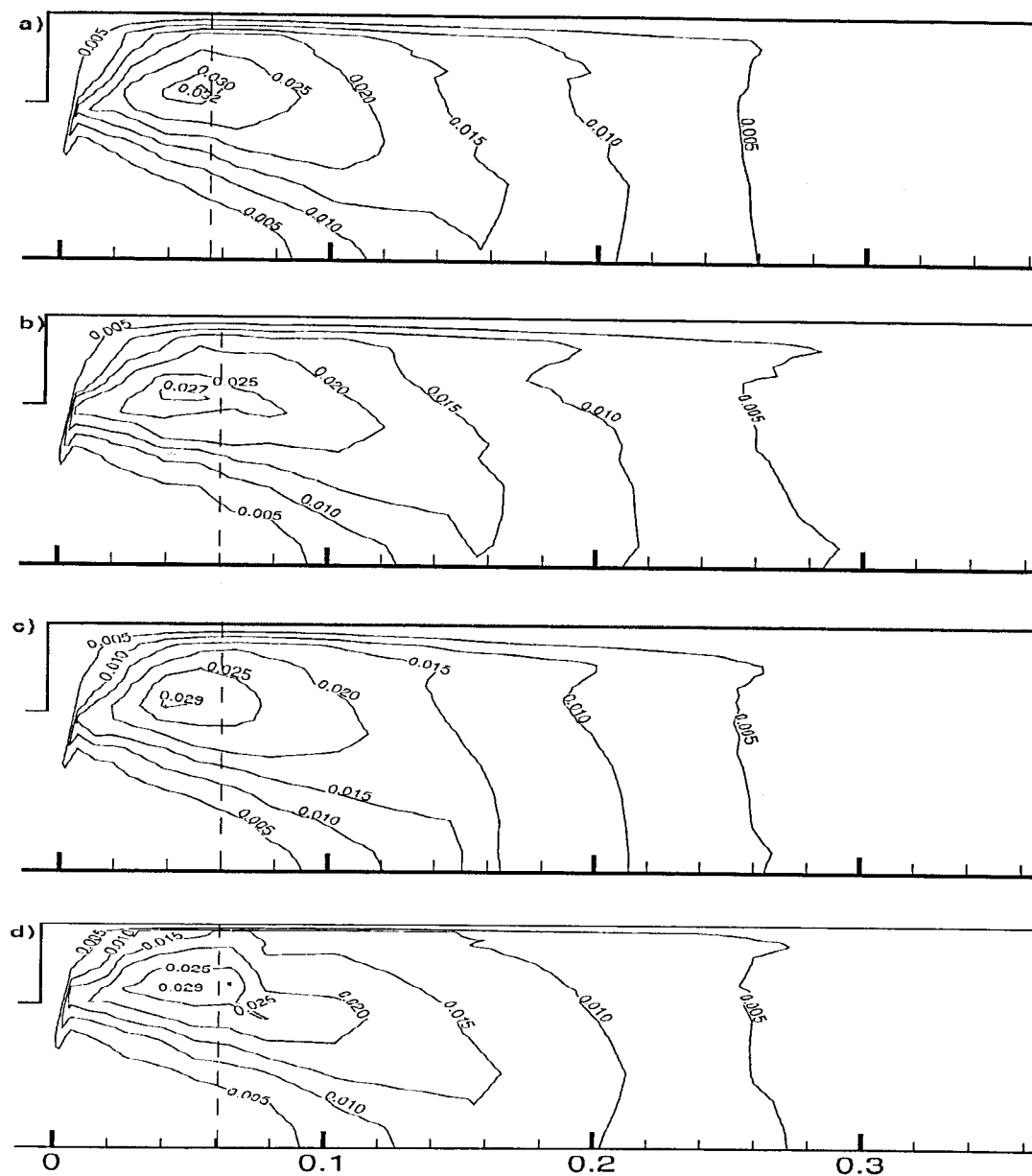


Figura 5.55 - Isolinhas das tensões normais tangenciais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 1% laponite, $Re_w = 31.400$; d) 1% laponite, $Re_w = 17.800$; ($RE = 1,538$).

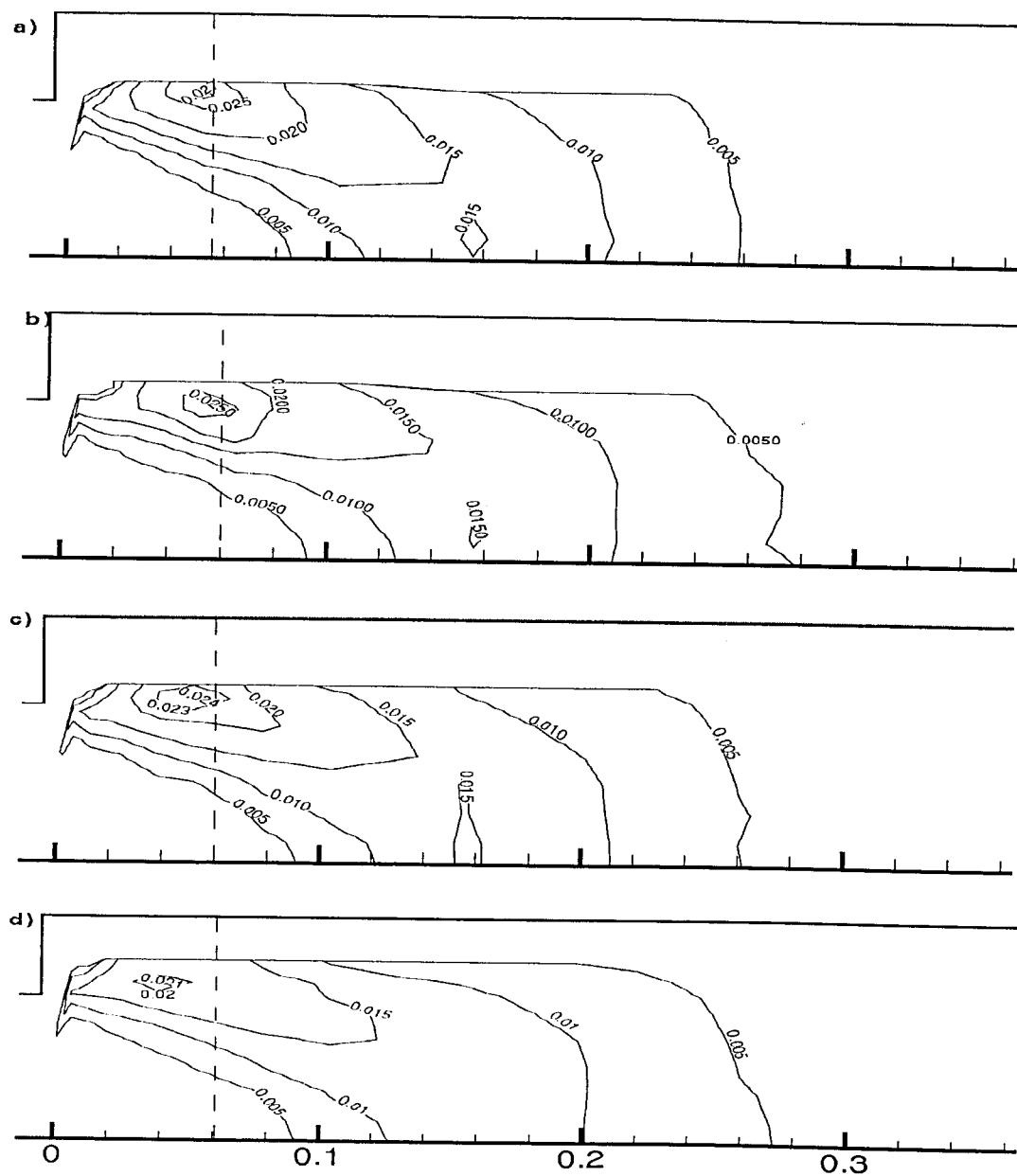


Figura 5.56 - Isolinhas das tensões normais radiais de Reynolds normalizadas: a) água, $Re = 133.600$; b) água, $Re = 50.100$; c) 1% laponite, $Re_w = 31.400$; d) 1% laponite, $Re_w = 17.800$; ($RE = 1,538$).

5.11- CONCLUSÕES

Medições detalhadas dos campos de escoamento médio e turbulento em duas expansões súbitas ($RE = 1,538$ e $RE = 2$) foram efectuadas com anemometria laser para um fluido Newtoniano, soluções de goma de xantano, e de CMC e uma suspensão de laponite (só na menor expansão), a números de Reynolds na parede da conduta de montante (Re_w) entre 17.800 e 133.900, e para a situação de escoamento plenamente desenvolvido à entrada. As medições da solução de goma de xantano foram comparadas com as de Escudier e Smith (1999), os quais usaram fluidos similares, mas um escoamento à entrada com perfil de velocidade uniforme de baixa turbulência.

A adição de goma de xantano resultou em escoamentos caracterizados por um perfil de velocidade média axial mais uniforme e uma maior tensão normal axial de Reynolds na parede da conduta a montante. Essa maior turbulência foi transportada por advecção para jusante da expansão e resultou daí uma maior turbulência axial na camada de mistura, mas especialmente em valores máximos das tensões de Reynolds ocorrendo mais cedo para a goma de xantano do que para os escoamentos de CMC, laponite e água. A principal consequência foi o encurtamento médio das bolhas de recirculação da goma de xantano em 20 e 27%, respectivamente para a menor e maior expansão, e relativamente aos escoamentos de água. Por outro lado, o comprimento de recirculação da solução de CMC é cerca de 6 e 21% maior que o da solução de 0,2% XG, respectivamente para a maior e menor expansão. Comparando os comprimentos de recirculação das soluções de 0,2% CMC e de 0,2% XG medidos nas duas expansões súbitas verificamos que para um aumento da razão de expansão de 30% se obtém um crescimento de cerca de 5 e de 28% no comprimento de recirculação, respectivamente. Os comprimentos de recirculação encontrados para a suspensão viscoplástica de 1% laponite foram muito semelhantes aos do escoamento da água.

Comparando os perfis de velocidade média a jusante do degrau da expansão constata-se da existência de um atraso no desenvolvimento dos perfis de velocidade com o aumento da RE , e portanto um aumento do comprimento da bolha.

A variação longitudinal da espessura dos vórtices é semelhante para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos na expansão de $RE = 1,538$ e, variou como $\delta_w/d = 0,15x/d + 0,1$. Já o aumento da razão de expansão faz aumentar em cerca de 7 a 10% a taxa de

crescimento da camada de mistura, mas não afectou a sua largura inicial para a goma de xantano.

Por outro lado, Escudier e Smith (1999) observaram para condições de entrada com velocidade uniforme de baixa turbulência, para a solução de 0,2% XG a idêntico número de Reynolds, uma maior anisotropia da turbulência que neste trabalho, sendo a intensidade máxima de $\bar{v}^2$ e de $\bar{u}^2$, 20% inferior e 16% superior respectivamente, às nossas tensões normais, o qual é o resultado da ausência da alta turbulência na camada de parede na conduta a montante. A ausência da camada limite a montante origina uma menor espessura de vórtices e de turbulência radial na camada de mistura e uma zona de recirculação mais extensa.

A recuperação da pressão nos escoamentos das soluções de goma de xantano inicia-se mais cedo que a recuperação da pressão no escoamento da água a maior caudal, nas duas expansões súbitas. No entanto, para os escoamentos da água a menor caudal, e em particular para as soluções de CMC, verifica-se um atraso na recuperação da pressão. Pode-se assim estabelecer uma relação entre a recuperação do coeficiente de pressão e o comprimento da bolha de recirculação: a um maior comprimento de recirculação corresponderá uma recuperação da pressão mais lenta, enquanto a uma recuperação mais rápida equivalerá uma bolha mais curta.

Nos escoamentos de CMC, laponite e água nas duas expansões súbitas, a energia cinética turbulenta máxima ocorre na região exterior da zona de colagem, estando localizada em $x = 2d$ ($x/H = 7,44$) e $x = 3d$ ($x/H = 6$) para os escoamentos a caudal máximo, e em $x = 2,5d$ ($x/H = 9,29$) e $x = 4d$ ($x/H = 8$) para os escoamentos de menor número de Reynolds, diminuindo para cerca de 5 e 10% do seu máximo em $x = 14d$, respectivamente para a menor e maior expansão. No entanto, para as soluções de goma de xantano a energia cinética turbulenta máxima ocorre em $x = 1,5d$ ($x/H = 5,57$) para a menor expansão.

Para os escoamentos Newtonianos a turbulência axial e tangencial máximas aumentam com a razão de expansão, enquanto que a turbulência máxima radial diminui, e é por isso o comprimento de recirculação aumente.

No caso dos escoamentos dos fluidos não-Newtonianos viscoelásticos a turbulência axial também aumenta com a razão de expansão, do mesmo modo que em relação às

componentes transversais do CMC, mas não para a goma de xantano, talvez por isso estas soluções apresentam comprimentos de recirculação bastante diferentes.

Na $RE = 2$ a componente axial da tensão normal de Reynolds é maior que as componentes tangencial e radial em 38 e 54% para a água, 39 e 50% para a solução de 0,2% XG e 36 e 39% para a solução de 0,2% CMC, respectivamente, a caudal máximo. Esse aumento é mais significativo para a água do que para os fluidos viscoelásticos quando comparado com os valores obtidos na menor expansão que foram de 30 e 39% para a água, 35 e 48% para a goma de xantano e 35 e 44% para o CMC. Quer isto dizer que quando a RE aumenta, o efeito viscoelástico diminui as diferenças entre a componente axial e as componentes transversais, sendo mais acentuado com o CMC.

A adição de CMC à água faz aumentar a intensidade máxima de todas as componentes das tensões normais de Reynolds, sendo independente do número de Reynolds, mas não da razão de expansão.

Em ambas as expansões súbitas a análise dos resultados das soluções viscoelásticas de goma de xantano permitiu relacionar o comprimento de recirculação com as componentes axial e radial do tensor das tensões de Reynolds, na camada de mistura após a separação. No caso de soluções de CMC as componentes axial e radial das tensões de Reynolds atingiram valores máximos muito idênticos aos da água, mas localizados mais a jusante do que para a goma de xantano, conduzindo assim a comprimentos de recirculação semelhantes aos da água e maiores que os das soluções de goma de xantano, respectivamente na maior e menor expansão.

A semelhança dos perfis de velocidade e das isolinhas das tensões normais de Reynolds de fluidos Newtonianos e viscoplásticos não-Newtonianos (em condições de estado estacionário) é compatível com idênticos comprimentos de recirculação.

A suspensão de laponite desenvolve a turbulência na camada de mistura como os escoamentos da água, e alcança valores das tensões de Reynolds máximas entre os dois escoamentos Newtonianos antes de alcançar a região de colagem

Em conclusão as suspensões aquosas viscoplásticas não-Newtonianas de laponite comportam-se como fluidos Newtonianos em escoamentos turbulentos na expansão súbita de $RE = 1,538$.

CAPÍTULO 6- FECHO

6.1- INTRODUÇÃO

Neste capítulo final apresentam-se as principais conclusões desta tese e fazem-se sugestões para trabalho futuro.

6.2- CONCLUSÕES

A revisão bibliográfica mostrou ser insuficiente a informação detalhada sobre a hidrodinâmica de escoamentos livres com fluidos não-Newtonianos pseudoplásticos inelásticos, ou de baixa elasticidade, em regime turbulento, e sua relação com a reologia dos fluidos. Em particular, mostrou ainda ser escassa a informação sobre como as tensões de corte de Reynolds e o comprimento de recirculação são influenciados pela elasticidade dos fluidos. Daí o ter surgido esta tese que investigou o comportamento de fluidos pseudoplásticos de baixa elasticidade e de fluidos não-Newtonianos tixotrópicos com tensão de cedência em condutas, nomeadamente numa conduta de secção circular e em duas expansões súbitas axissimétricas.

De seguida enumeram-se as fases mais marcantes do trabalho bem como as suas principais conclusões:

- O programa experimental consistiu na selecção e caracterização reológica de um conjunto de fluidos para posterior estudo hidrodinâmico do escoamento em condutas nos regimes laminar, transição e turbulento e investigação do escoamento em expansões súbitas. Nesta segunda geometria investigou-se, entre outros, os efeitos da razão de expansão.

- Os vários fluidos não-Newtonianos foram: soluções aquosas de 0,1 a 0,6% em peso de tylose MH 10.000K da Hoechst (peso molecular 6.000 kg/kmol), 0,1 a 0,4% em peso de CMC 7H4C da Hercules (peso molecular $3 \times 10^5 \text{ kg/kmol}$) e 0,05 a 0,25% em peso de keltrol TF goma de xantano da Kelco (peso molecular $2 \times 10^6 \text{ kg/kmol}$). Todos estes fluidos revelaram-se elásticos, com as soluções de tylose menos elásticas do que as soluções de CMC e goma de xantano, no que diz respeito ao comportamento em escoamentos de corte. Prepararam-se também suspensões aquosas viscoplásticas de 0,5, 1 e 1,5% em peso de uma argila (laponite RD) produzida pela Laponite Industries, e ainda uma suspensão de 0,5/0,07% laponite/CMC. Todos os fluidos são suficientemente transparentes para permitirem a

utilização de anemometria laser na medição de velocidades em condutas de profundidade de campo inferiores a 130 mm.

- A caracterização reológica das soluções envolvem medições da viscosidade viscométrica, para posterior ajuste dos modelos de Carreau-Yasuda (soluções de tylose e CMC) e de Sisco (soluções de goma de xantano). As soluções de goma de xantano foram mais viscosas do que as de CMC e tylose, para idênticas concentrações, possuindo também um maior grau de pseudoplasticidade e maior elasticidade, embora na generalidade a elasticidade em escoamentos de corte fosse baixa devido às baixas concentrações de polímero utilizadas. No entanto, a baixa elasticidade detectada em escoamentos reológicos de corte não significou que os seus efeitos não fossem profundamente intensos em escoamentos no regime turbulento, onde se observou a existência de redução de arrasto. A viscosidade das suspensões de laponite foi bem ajustada pelos modelos reológicos de Casson e Herschel-Bulkley

- As tensões de cedência foram de 0,93, 2,13 e 3,4 Pa, respectivamente, para as suspensões de 1% laponite, 0,5/0,07% laponite/CMC e 1,5% laponite, isto é, a tensão de cedência aumenta com a concentração. As suspensões de laponite eram tixotrópicas, com um tempo de resposta da ordem dos 3.000 s e obrigaram à adopção de um procedimento de equilíbrio quer para as medições da viscosidade viscométrica quer posteriormente, para os ensaios hidrodinâmicos.

- Efectuou-se uma investigação detalhada do comportamento das soluções aquosas de 0,1 a 0,6% tylose, de 0,1 a 0,4% CMC, de 0,05 a 0,25% goma de xantano e das suspensões de 1 e 1,5% laponite e de 0,5/0,07% laponite/CMC num escoamento turbulento em conduta de secção circular constante. Os resultados foram consistentes com os dados da literatura para fluidos semelhantes e revelaram a ocorrência de redução de arrasto além de terem fornecido uma explicação simples para os efeitos da concentração e do peso molecular. Os resultados mostram uma redução de arrasto total de 10 para 38%, 45 para 60%, 30 para 70% e 22 para 52%, respectivamente, para as soluções de tylose, CMC, goma de xantano e suspensões de laponite. Foi possível separar os efeitos elásticos (Dr_e) dos efeitos da pseudoplasticidade (Dr_v) sobre a redução de arrasto total, tendo-se verificado que para as soluções de CMC e XG o valor da Dr_e máxima foi de 50%, correspondendo a uma Dr total de 60 e 70% a números de Reynolds de 30.000 e 20.000, respectivamente. A redução de

arrasto viscosa foi mais significativa para as soluções de XG do que para as soluções de CMC com cerca de 30 e 15% do total, respectivamente.

- Quando comparados com a lei Newtoniana de fricção, alguns fluidos não-Newtonianos exibiram um atraso na transição proporcional à concentração do polímero, com as condições de escoamento turbulento a serem alcançadas a números de Reynolds de 5.000 com as soluções de 0,5 e 0,6% tylose e de 0,4% CMC e suspensão de 1,5% laponite, e 10.000 para a solução de 0,25% goma de xantano.

- Medições detalhadas dos campos de escoamento médio e turbulento em duas expansões súbitas ($RE = 1,538$ e $RE = 2$) foram efectuadas com anemometria laser para um fluido Newtoniano, soluções de goma de xantano, de CMC e uma suspensão de laponite (só na menor expansão), a números de Reynolds na parede da conduta de montante (Re_w) entre 17.800 e 133.900, e para a situação de escoamento plenamente desenvolvido à entrada. As medições da solução de goma de xantano foram comparadas com as de Escudier e Smith (1999), os quais usaram fluidos similares, mas um escoamento à entrada com perfil de velocidade uniforme de baixa turbulência.

- A adição de goma de xantano resultou em escoamentos caracterizados por um perfil de velocidade média axial mais uniforme e uma maior tensão normal axial de Reynolds na parede da conduta a montante. Essa maior turbulência foi transportada por advecção para jusante da expansão e resultou daí uma maior turbulência axial na camada de mistura, mas especialmente em valores máximos das tensões de Reynolds ocorrendo mais cedo para a goma de xantano do que para os escoamentos de CMC, laponite e água. A principal consequência foi o encurtamento médio das bolhas de recirculação da goma de xantano em 20 e 27%, respectivamente para a menor e maior expansão, e relativamente aos escoamentos de água. Por outro lado, o comprimento de recirculação da solução de CMC é cerca de 6 e 21% maior que o da solução de 0,2% XG, respectivamente para a maior e menor expansão. Comparando os comprimentos de recirculação das soluções de 0,2% CMC e de 0,2% XG medidos nas duas expansões súbitas verificamos que para um aumento da razão de expansão de 30% se obtém um crescimento de cerca de 5 e de 28% no comprimento de recirculação, respectivamente. Os comprimentos de recirculação encontrados para a suspensão viscoplástica de 1% laponite foram muito semelhantes aos do escoamento da água.

- Comparando os perfis de velocidade média a jusante do degrau da expansão constata-se da existência de um atraso no desenvolvimento dos perfis de velocidade com o aumento da RE , e portanto um aumento do comprimento da bolha.

- A variação longitudinal da espessura dos vórtices é semelhante para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos na expansão de $RE = 1,538$ e, variou como $\delta_w/d = 0,15x/d + 0,1$. Já o aumento da razão de expansão faz aumentar em cerca de 7 a 10% a taxa de crescimento da camada de mistura, mas não afectou a sua largura inicial para a goma de xantano.

- A recuperação da pressão nos escoamentos das soluções de goma de xantano inicia-se mais cedo que a recuperação da pressão no escoamento da água a maior caudal, nas duas expansões súbitas. No entanto, para os escoamentos da água a menor caudal, e em particular para as soluções de CMC, verifica-se um atraso na recuperação da pressão. Pode-se assim estabelecer uma relação entre a recuperação do coeficiente de pressão e o comprimento da bolha de recirculação: a um maior comprimento de recirculação corresponderá uma recuperação da pressão mais lenta, enquanto a uma recuperação mais rápida equivalerá uma bolha mais curta.

- Nos escoamentos de CMC, laponite e água nas duas expansões súbitas, a energia cinética turbulenta máxima ocorre na região exterior da zona de colagem, estando localizada em $x = 2d$ ($x/H = 7,44$) e $x = 3d$ ($x/H = 6$) para os escoamentos a caudal máximo, e em $x = 2,5d$ ($x/H = 9,29$) e $x = 4d$ ($x/H = 8$) para os escoamentos de menor número de Reynolds, diminuindo para cerca de 5 e 10% do seu máximo em $x = 14d$, respectivamente para a menor e maior expansão. No entanto, para as soluções de goma de xantano a energia cinética turbulenta máxima ocorre em $x = 1,5d$ ($x/H = 5,57$) para a menor expansão.

- A adição de CMC à água faz aumentar a intensidade máxima de todas as componentes das tensões normais de Reynolds, sendo independente do número de Reynolds, mas não da razão de expansão.

- Em ambas as expansões súbitas a análise dos resultados das soluções viscoelásticas de goma de xantano permitiu relacionar o comprimento de recirculação com as componentes axial e radial do tensor das tensões de Reynolds, na camada de mistura após a separação. No

caso de soluções de CMC as componentes axial e radial das tensões de Reynolds atingiram valores máximos muito idênticos aos da água, mas localizados mais a jusante do que para a goma de xantano, conduzindo assim a comprimentos de recirculação semelhantes aos da água e maiores que os das soluções de goma de xantano, respectivamente na maior e menor expansão.

- A semelhança dos perfis de velocidade e das isolinhas das tensões normais de Reynolds de fluidos Newtonianos e viscoplásticos não-Newtonianos é compatível com idênticos comprimentos de recirculação.

- A suspensão de laponite desenvolve a turbulência na camada de mistura como os escoamentos da água, e alcança valores das tensões de Reynolds máximas entre os dois escoamentos Newtonianos antes de alcançar a região de colagem.

- Em conclusão as suspensões aquosas viscoplásticas não-Newtonianas de Laponite comportam-se como fluidos Newtonianos em escoamentos turbulentos na expansão súbita de $RE = 1,538$.

6.3-SUGESTÕES PARA TRABALHO FUTURO

A grande maioria dos fluidos sintéticos apresenta características não-Newtonianas e, neste momento da história em que a engenharia procura otimizar os componentes de sistemas industriais, cada vez mais se procura ajustar os fluidos aos processos, sendo pois de esperar o aparecimento de cada vez mais fluidos ditos inteligentes.

Ora, ficou claro ao longo desta tese que há ainda um enorme desconhecimento sobre o comportamento hidrodinâmico e térmico dos vários tipos de fluidos não-Newtonianos que devemos procurar colmatar. Isto abre enormes perspectivas em todo o domínio da análise dos fenómenos de transporte, mas nesta enumeração limitar-nos-emos a analisar o que mais próximo está do trabalho aqui realizado.

Assim, este trabalho deve ser continuado com pelo menos mais dois tipos de fluidos que exibam uma forte viscoelasticidade, sendo candidatos naturais as soluções de óxido de polietileno ou de poliacrilamida, polímeros flexíveis de elevado peso molecular. Estas soluções devem ser estudadas de forma exaustiva, como nesta tese e nestas geometrias.

Uma falha deste trabalho deriva da inexistência de aparelhos comerciais e de técnicas experimentais adequadas à medição da viscosidade elongacional de soluções diluídas, mas cada vez mais esta propriedade é responsabilizada por fenómenos observados em regime turbulento. É pois cada vez mais importante ser capaz de a medir de forma directa, ou indirecta.

O objectivo último desta, e de outras investigações, é o desenvolvimento de métodos de previsão de escoamentos viscoelásticos, e nesta perspectiva é importante reactivar o desenvolvimento de modelos de turbulência adequados ao tratamento de fluidos não-Newtonianos, o que não tem sido perseguido desde o início dos anos oitenta. Este desiderato requer o desenvolvimento de modelos de turbulência acoplados a equações constitutivas, isto é, modelos de turbulência desenvolvidos para determinadas equações constitutivas. Desenvolvimentos deste tipo apontam necessariamente para estudos exaustivos e consistentes de vários tipos de fluidos em escoamentos dominados por efeitos de parede e escoamentos livres. Assume particular relevância, para além dos escoamentos em condutas e expansões súbitas, os estudos em jactos, escoamentos com curvatura e rotação, e o estudo da dissipação de turbulência, em suma, revisitar muitos dos escoamentos clássicos que foram necessários ao desenvolvimento de modelos de turbulência para fluidos Newtonianos, mas agora com toda a panóplia de fluidos não-Newtonianos.

REFERÊNCIAS

REFERÊNCIAS

- Abbott, M. P. e Bates, C. J. 1990. Flow characteristics of a fully developed turbulent pipe flow issuing into a square duct. *Proc. of the 5th Int. Symp. Appl. Laser Tech. Fluid Mech. and Workshop on the Use of Computers in Fluid Measurements*. July 9th-12th, Lisbon, Portugal.
- Abbott, D. E. e Kline, S. J. 1962. Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps. *J. of Basic Eng.*, September, pp.317-325.
- Abe, K., Kondoh, T. e Nagano, Y. 1994. A new turbulent model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows - I. Flow field calculations. *Int. J. Heat Transfer*, 37, N° 1, pp. 139-151.
- Abe, K., Kondoh, T. e Nagano, Y. 1994. A new turbulent model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows - II. Flow field calculations. *Int. J. Heat Transfer*. 38, N° 8, pp. 1467-1995.
- Adams, E. W., Johnston, J. P. e Eaton, J. K. 1984. Experiments on the structure of turbulent reattaching flow. *Report MD-13*, Thermosciences Div., Mech. Eng. Dept., Stanford University, May.
- Alderman, N. J., Ram Babu, D., Hughes, T. L. e Maitland, G. C. 1988. The rheological properties of oil well drilling fluids. *Proc. Xth Int. Cong. Rheology*. Sydney, pp. 140-142.
- Andrade, J. A. e Restivo, A. 1988. The velocity properties of a plane jet issued parallel to a flat surface. *Proc. of the 4th Int. Symp. Appl. Laser Anem. to. Fluid Mech.* July 11th to 14th, Lisbon, Portugal.
- Back, L.H. e Roschke, E.J. 1972. Shear layer flow regimes and wave instabilities and reattachment lengths downstream of an abrupt circular channel expansion. *ASME J. Appl. Mech. Sept.*, pp. 677-681.
- Badekas, D. e Knight, D. D. 1992. Eddy correlations for laminar axisymmetric sudden expansion flows. *J. Fluids Eng.*, 114, pp. 114-119.

- Barker, S. J. 1973. Laser-Doppler measurements on a round turbulent jet in dilute polymer solutions. *J. Fluids Mech.*, 60, 721.
- Barnes, H. A. e Walters, K. 1985. The yield stress myth?. *Rheology Acta*, 24, pp. 323-326.
- Barnes, H. A., Hutton, J. F. e Walters, K. 1989. Na introduction to rheology. *Rheology Series vol. 3, Elsevier*, Amsterdam.
- Baughn, J. W., Hoffman, M. A., Lauder, B. E., Lee, D. e Yap, C. 1989. Heat transfer, temperature, and velocity measurements downstream of a abrupt expansion in a circular pipe at a uniforme wall temperature. *Trans. of the ASME J. of Heat Transfer*, 111, pp. 870-876.
- Bendat, J. S. e Piersol, A. G. 1986. *Randon Data Analysis*, second edition, Ed. John Wiley e Sons Inc.
- Berman, N. S. e Tan, H. 1985. Two-component laser-Doppler velocimeter studies of submerged jets of dilute polymer solutions. *A. I. Ch. E. J.*, 31, pp. 208-215.
- Bird, R. B., Armstrong, R. C. e Hassager, O. 1987. Dynamic of polymer liquids. Vol.I: Fluid Mechanics, second edition, *John Wiley & Sons*, New York.
- Bradshaw, P. 1966. The effect of initial conditions on the development of a free shear layer. *J. Fluid Mech.*, 26, part 2, 99, 225-236.
- Bradshaw, p. e Wong, F. Y. F. 1972. The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *J. Fluid Mech.*, 52, part 1, pp. 113-135.
- Casson, W. 1959. A flow equation for pigment-oil suspensions of the printing ink type in “rheology of dispersed systems “, ed. C. C. Mill, *Pergamon*, p. 84.
- Castro, O, S. 1994. Escoamento turbulento de fluidos não-Newtonianos numa expansão súbita. *Tese de Mestrado, Universidade do Porto*, Portugal.

- Castro, I. P. e Haque, A. 1987. The struture of a shear layer bounding a separation region. Effects of free-stream turbulence. *J. Fluid Mech.*, 179, pp. 439-468.
- Castro, I. P. e Haque A. 1988. The struture of a shear layer bounding a separation region. Part 2. Effects of free-stream turbulence. *J. Fluid Mech.*, 192, pp. 577-595.
- Castro, O. S. e Pinho, F. T. 1995. Turbulent expansion flow of low molecular weight shear-thinning solutions. *Experiments in Fluids*, 20, pp. 42-45.
- Chang, H. D. e Darby, R. 1983. Effect of shear degradation on the rheological properties of dilute drag reduction polymer solutions. *J. of Rheology*, 27, pp.77-88.
- Cheng, D. C-H. 1986. Further observations on rheological behavior of dense suspensions. *Powder Technol.*, 37, pp. 255-73.
- Cherdron, W., Durst, F. e Whitelaw, J. H. 1978. Asymmetric flows and instabilities in symmetric ducts with sudden expansions. *J. Fluids Mech.*, 84, part 1, pp. 13-31.
- Cherry, N. J., Hiller, R. e Latour, M. E. M. 1984. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, 144, pp. 13-456.
- Chung, J. S. e Graebel, W. P. 1972. Laser Anemometer measurements of turbulence in non-Newtonian pipe flows. *Phys. Of Fluids*, 13, 546.
- Clark, J. A. 1968. A study of incompressible turbulent boundary layers in channel flow. *J. Basic Eng.*, 90, pp. 455-468.
- Coelho, P. M., Pinho, F. T. e Rodrigues, A. H. 1996. Flow of shear-thinning fluids around a cylinder: vortex shedding and drag characteristics. *Eight International Symposium of Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, paper 35.5, Lisbon, 8th-11th July.
- Coleman, H. W. e Steele, W. G. 1989. Experimentation and uncertainty analysis for engineers. *John Wiley & Sons*, New York.

- Darby, R. e Chang, H. D. 1984. A generalized correlation for friction loss in drag reducing polymer solutions. *AIChE J.*, 30, 274.
- Den Toonder, J. M. J., Nieuwstadt, F. T. M. e Kuiken, G. D. C. 1995. The role of elongational viscosity in the mechanism of drag reduction by polymer additives. *Applied Sci. Res.*, 54, 95.
- Devenport, W.J. e Sutton, E.P. 1993. An experimental study of two flows through an axisymmetric sudden expansion. *Experiments in Fluids*, 14, pp. 423-432.
- Dimaczeck, G., Tropea, C. e Wang, A. B. 1989 a. Turbulent flow over two dimensional, surface-mounted obstacles: Plane and axisymmetric geometries. *Advances in Turbulence 2*, Editors: H.-H. Fernholz and H. E. Fiedler, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg.
- Dimaczeck, G., Kessler, R., Martinuzzi, R. e Tropea, C. 1989 b. The flow over two-dimensional, surface-mounted obstacles at high Reynolds number. *Seventh Symp. On Turbulent Shear Flows*. Stanford Univ. August 21-13.
- Dodge, D. W. e Metzner, A. B. 1959. Turbulent flow of non-Newtonian systems. *A I Ch E J.*, 5, pp. 189-204.
- Drain, L.E. 1980. The laser-Doppler technique. *J. Wiley*, New York.
- Drikakis, D. 1997. Bifurcation phenomena in incompressible sudden expansion flows. *Phys. Fluids*, 9, pp. 76-87.
- Durrett, R.P., Stevenson, W.H. e Thompson, H.D. 1988. Radial and axial turbulent flow measurements with an LDV in an axisymmetric sudden expansion air flow. *ASME J. Fluids Eng.*, 110, pp. 367-372.
- Durst, F., Melling, A. e Whitelaw, J.H. 1974. Low Reynolds number flow over a plane symmetric sudden expansion. *J. Fluid Mech.*, 64, part 1, pp. 111-128.

Durst, F., Melling, A. e Whitelaw, J.H. 1981. Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometer. 2nd edition, *Academic Press*, London.

Eaton, J.K. e Johnston, J.P. 1981. A review of research on sub-sonic turbulent flow reattachment, AIAA 80-1438R, AIAA, *J. Fluid Mech.* 19, No. 9, pp. 1093-1100, Sept.

Ernst, W. D. 1966. Investigation of the turbulent shear flow of dilute aqueous CMC solutions. *A.I.Ch.E.J.*, 12, pp. 581-586.

Escudier, M. P. e Presti, F. 1996. Pipe flow of a thixotropic liquid. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 62, pp. 291-306.

Escudier, M. P. e Smith, S. 1999. Turbulent flow of Newtonian and shear-thinning liquids through a sudden axisymmetric expansion. *Exp. Fluids.* 27, pp. 427-434.

Escudier, M. P., Gouldson, I. W. e Jones, D. M. 1995 a. Flow of shear-thinning fluids in a concentric annulus. *Experiments in Fluids*, 18, 225.

Escudier, M. P., Gouldson, I. W. e Jones, D. M. 1995 b. Taylor vortices in Newtonian and shear-thinning liquids. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 445, pp. 155-176.

Escudier, M. P., Jones, M. D. e Gouldson, I. W. 1992. Fully developed pipe flow of shear-thinning liquids. Paper 1.3, *Sixth International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon.

Escudier, M.P., Gouldson, I.W., Pereira, A. S. e Pinho, F. 2000. On the variability of the rheology of dilute shear-thinning elastic liquids. *Report. Dept. Mech. Eng. University of Liverpool*, Liverpool L69 BX, UK. and *Dept. Mech. Eng University of Porto*.

Etheridge, D. W. e Kemp, P. H. 1977. Measurements of turbulent flow downstream of a rearward-facing step. *J. Fluid Mech.*, 86, part 3, pp. 567-592.

Fearn, R. M. 1988. Bifurcation of the flow over a plane sudden symmetric expansion. *Proc. of the 4th Int. Symp. on Appl. of Laser Anem. to Fluid Mech.*, July 11th to 14th, Lisbon, Portugal.

- Foerthmann, E. 1934. Über turbulente Strahlausbreitung. *Ing.- Arch.* 5, 42.
- Franklin, R. E. e Wallace, J. M. 1970. Absolute measurements of static-hole error using flush transducers. *J. Fluid Mech.*, vol. 42, part 1, pp.. 13-48.
- Gasljevic, K. e Matthys, E. F. 1994. Hidrodinamic and thermal field development in the pipe entry region for turbulent flow of drag-reducing surfactant solutions. *Developments in Non-Newtonian Flows*, FED-vol. 206/AMD-vol.191, ASME, pp. 51-61.
- Geiringer, P. L. 1963. High temperature water heating. *John Wiley & Sons*, New York.
- Gould, R. D., Stevenson, W. H. e Thompson, H. D. 1988. Two component laser velocimeter measurements of turbulence parameters downstream of an sudden expansion. *Proc. of the 3th Int. Symp. on Appl. of Laser Anem. to Fluid Mech.*, Lisbon, Portugal, p 12.
- Gupta, M. K., A. B. e Hartnett. J. P. 1967. Turbulent heat transfer charaterization of viscoelastic fluids. *Int. J. Heat & mass Transfer.* 10, pp. 1211-1224.
- Halmos, A. L e Boger, D. V. 1975. The behavior of a power-law fluid flowing through a sudden expansion, Part 2: Experimental verification, *AIChE J*, 21, pp. 550-553.
- Halmos, A. L, Boger, D. V. e Cabelli, A. 1975. The behavior of a power-law fluid flowing through a sudden expansion, Patr 1: A numerical solution *AIChE J*, 21, pp. 540-549.
- Hartnett, J. P. 1992. Viscoelastic fluids: A new challange in heat transfer. *J. Heat Transfer*, 114, 297.
- Hertzberg, J. R. e Ho, C. M. 1992. Time averaged, three-dimensional flow in a rectangular sudden expansion. *AIAA J.* 30, Nº 10.
- Hibberd, M., Kwade, M. e Scharf, R. 1982. Influence of drag reducing additives on the structure of turbulence in a mixing layer. *Rheol. Acta*, 21, pp. 582-586.

- Higashitani, K. e Lodge, A. S. 1975. Hole pressure error measurements in pressure-generated shear flow. *Trans. Soc. Rheology*, 19:2, pp. 307-335.
- Hinch, E. J. 1977. Mechanical models of dilute polymer solutions in strong flows. *Phys. Fluids*, vol. 20, pp. 522-530.
- Hoechst. 1981. Catálogo: Carboxymethyl cellulose. Tylose C, CB, CR and CBR. Farbwerke *HOECHST AG* Frankfurt (M) Deutschland
- Holman, J. P. 1981. Heat transfer. *Mc Graw-Hill Publication Co.* New York.
- Hong, B., Armaly, B. F. e Chen, F. S. 1994. Numerical simulation of turbulent flow and heat transfer over a backward-facing step. A Benchmark problem. *Int. Mech. Eng. Cong. Exhib. Of the Winter Annual Meeting*. Chicago, Illinois- November 3-11.
- Hoyt, J. W. 1972. The effect of additives on fluid friction. *J. Basic Eng.*, 94, 258.
- Hoyt, J. W., Taylor, J. J. e Runge, C. D. 1974. The structure of jets of water and polymer solution in air. *J. Fluid Mech.*, 63, part 4, pp. 635-640.
- Hung, T. K. e Macagno, E. O. 1966. Laminar eddies in a two-dimensional conduit expansion. *La Houille Blanchen* N° 4, 391.
- Iribane, A., Frantisak, F. Hummel, R. L. e Smith, J. W. 1972. An experimental study of instabilities and other flow properties of a laminar pipe jet. *AIChE Journal*, 18, July, pp. 689-698.
- Jones, W. P. e Tober, A. 1988. Velocity, composition and temperature fields in a axisymmetric model combustor. *Proc. of the 4th Int. Symp. Appl. Laser Anem. to Fluid Mech.* July 11th to 14th, Lisbon, Portugal.
- Jordan, C., Rankin, G. W. e Sridhar, K. 1992. A study of submerged pseudoplastic laminar jets. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 41, pp. 323-337.

- Khezzar, L. 1985. An experimental study of flows through round sudden expansions. *Imperial College of Science & Technology, Mech. Eng. Dept, Fluids Section, London SW7 2BX*.
- Kim, J., Kline, S. J. e Johnston, J. P. 1980. Investigation of a reattaching turbulent shear layer: Flow over a backward-facing step. *Trans. of the ASME*, 102, pp. 302-308.
- Kiya, M. e Sasaki, K. 1983. Stucture of a turbulent separation bubble. *J. Fluids Mech.*, 137, pp. 83-113.
- Kostic, M. 1994. On turbulent drag and heat transfer reduction phenomena and laminar heat transfer enhancement in non-circular duct flow of certain non-Newtonian fluids. *Int J. Heat Mass Transfer*, 37, pp. 133-147.
- Koziol, K. e Glowacki, P. 1989. Turbulent jets of dilute polymer solutions. *J. Fluids Mech.*, 32, 311.
- Krametz, E. e Schulte, G. 1988. Observation of a reacting shear layer in a backward-facing step flow. *Proc. of the 4th Int. Symp. Appl. Laser Anem. to. Fluid Mech.* July 11th to 14th, Lisbon, Portugal.
- Kwade, M. 1982. Beeinflussung der Turbulenzstruktur in der ebene Mischungsschicht Zweier Ströme durch Polymerzusätze. *Rheol. Acta*, 21, 120.
- Laponite L61. Laponite/polymer interactions. *Laponite technical bulletin L61, Laporte absorbents*, Cheshire,UK.
- Laponite, 1990. Laponite-Structure, chemistry and relationship to natural clays. *Laponite Technical Bulletin L104/90/A, Laporte Absorbents*, Cheshire,UK.
- Laufer, J. 1954. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *NACA Report* 1174: 1-18.

- Lawal, A. e Mujumdar, A. S. 1984. Forced convection heat transfer to power law fluids in arbitrary cross-section ducts. *Can J. Chem. Eng.* 62, pp. 326-333.
- Lawn, C. J. 1971. The determination of the rate of dissipation in turbulent pipe flow. *J. Fluid Mech.* 37, pp. 477-505.
- Liddell, P. V. e Boger, D. V. 1996. Yield stress measurements with the vane. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 63, pp. 235-261.
- Lumley, J.L. 1970. Stochastic tools in turbulence. *Academic Press*.
- Ma, P., Li, X. e Ku, D. N. 1994. Heat and mass transfer in a separated flow region for high Prandtl and Schmidt numbers under pulsatile conditions. *J. Heat Mass Transfer*, 37, Nº 17, pp. 2723-2736.
- Macagno, E. O. e Hung, T. K. 1967. Computational and experimental study of a captive annular eddy. *J. Fluid Mech.*, 28, part 1, pp. 43-64.
- Massah, H., e Hanratty, T.J. 1996. The implications of computer studies of the behavior of FENE bead-spring in a turbulent field in "FED-Vol. 237, 1996 Fluids Engineering Division Conference, Volume 2, ASME 1996, Drag reduction Conference, San Diego, July 1996, pp. 183-190.
- Massah, H., Kontomaris, K., Schowalter, W. R. e Hanratty, T.J. 1993. The configurations of a FENE bead-spring chain in transient rheological flows and in a turbulent flow. *Physics of Fluids A*, 5, pp. 881-890.
- Matthys, E. F. 1991. Heat transfer, drag reduction and fluid characterization for turbulent flow of polymer solutions; recent results and research needs. *J. Non-Newt. Fluid Mech.* 38, 313.
- McComb, W. D., Allam, J. J. e Greated, C. A. 1977. *Phys. Fluids*, 20, 873.

- Melling, A. 1975. Investiga  o of flows non-circular ducts and other configurations by laser-Doppler anemometer. *Tese de Doutorado, Univ. de Londres*.
- Metzner, A. B. e Astarita, G. 1967. External flows of viscoelastic materials: Fluid property restrictions on the use of velocity-sensitive probes. *A.I.Ch.E.J.*, 13, 550.
- Metzner, A. B. e Park, M. G. 1964. Turbulent flow characteristics of viscoelastic fluids. *J. Fluid Mech.* 20, 291.
- Metzner, A. B. e Reed, J. C. 1955. Flow of Non-newtonian fluids-correlation of the laminar, transition and turbulent flow regions. *AIChEJ*, 1, pp. 434-440.
- Mewis, J. e Meire, C. 1984. Yielding in weakly flocculated systems. In *Advances in Rheology*. ed B. Mena, A. Garcia-Rejon, C. Rangel-Nagaile, 2, 591-98. Mexico City: Univ. Nac. Auton. Mex.
- Miranda, J. P. 1999. Estudo numérico do escoamento laminar de fluidos espessantes regressivos numa expansão súbita. *Tese de mestrado*. Universidade do Porto.
- Moon, L.F. e Rudinger, G. 1977. Velocity distribution in a abruptly expanding circular duct. *ASME, J. of Fluids Eng*, pp. 226-230.
- Myska, J. 1998. Anisotropy of viscosity of drag reducing solution. *AIChEJ*, 44, pp. 1467-1468.
- Nagase, Y. e Okada, K. 1986. Heterogeneous behavior after yielding of solid suspensions. *J. Rheol.*, 30, 1123-42.
- Nesic, S., Postlethwaite, J. e Bergstrom, D. J. 1992. Calculation of wall-mass transfer rates in separeted aqueous flow using a low Reynolds number k- ϵ model. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 35, N   8, pp. 1977-1985.
- Nguyen, Q. D. e Boger, D. V. 1983. Yield stress measurement for concentrated suspensions. *J. Rheol.* 27, 321-49.

- Nguyen, Q. D. e Boger, D. V. 1992. Measuring the flow properties of yield stress fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech* 24, pp. 47-88.
- Nielsen, P. V. 1980. The influence of ceiling-mounted obstacles on the air flow pattern in air-conditioned rooms at different heat loads. *Building Serv. Eng. Res. & Tec.*, 1, N° 4.
- Nielsen, P. V. 1983. Air distribution in rooms ceiling-mounted obstacles and two-dimensional isothermal flow. *16th Int. Cong. Of refrigeration*, Paris, September.
- Nielsen, P. V. e Möeller, Å. T. A. 1985. Measurements of the three-dimensional wall jet from different types of airdiffusers. "*Clima 2000*" *World Cong. on Heating Ventilation and Air-Conditioning*. Copenhagen.
- Novotny, E. J. e Eckert, R. E. 1973. Direct measurement of hole error for viscoelastic fluids in flow between infinite parallel plates. *Tans. Soc. Rheology*, 17:2, pp. 227-241.
- Oliveira, P. J. e Pinho, F. T. 1997. Pressure drop coefficient of laminar Newtonian flow in axisymmetric sudden expansions. *Int. J. Heat and Fluid Flow.*, 18, pp. 518-529.
- Oliveira, P. J., Pinho, F. T. e Schulte, A. 1998. A general correlation for the local coefficient in Newtonian axisymmetric sudden expansions. *Int. J. Heat and Fluid Flow.*, 19, pp. 655-660
- Orlandi, P. 1995. A tentative approach to the direct simulation of drag reduction by polymers. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 60, 277.
- Ota, T. e Narita, M. 1978. Turbulence measurements in a separated and reattached flow over a blunt flat plate. *J. Fluids Eng.*, 100, 224.
- Pak, B., Cho, Y. I. e Choi, S. U. S. 1990. Separation and reattachment of non-Newtonian fluid flows in a sudden expansion pipe. *J. of Non-Newt. Fluid Mech*, 37, pp. 175-179.

- Pak, B., Cho, Y. I. e Choi, S. U. S. 1991. Turbulent hydrodynamic behavior of a drag-reducing viscoelastic fluid in a sudden-expansion pipe. *J. of Non-Newt. Fluid Mech*, 39, pp. 353-373.
- Papadopoulos, G. e Ötügen, M. V. 1995. Separating and reattaching flow structure in a suddenly expanding rectangular duct. *J. Fluids Eng.*, 117, pp. 17-23.
- Papenhuijzen, J. M. P. 1972. The role of particle interactions in the rheology of dispersed systems. *Rheol. Acta*. 11, pp. 73-88.
- Pereira, A. S. 1993. Características Reológicas e Hidrodinâmicas do Escoamento Turbulento em Conduitas de Fluidos não-Newtonianos de baixo peso molecular. *Tese de Mestrado, Universidade do Porto, Portugal*
- Pereira, J. C. F. e Durst, F. 1988. Finite difference methods in recirculating flows. Agard-validation of computational fluids dynamics, *Conf. N° 437, Lisbon*, pp. P4.1-P4.12.
- Pereira, A. S. e Pinho, F. T. 1994 a. Propriedades de algumas soluções aquosas de baixo peso molecular (ensaios preliminares). *Relatório Técnico do projecto PBIC/1370/92*, Universidade do Porto, Portugal.
- Pereira, A. S. e Pinho, F. T. 1994 b. Turbulent pipe flow characteristics of low molecular weight polymer solutions. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 55, pp. 321-344.
- Perera, M. G. N. e Walters, K. 1977. Long-range memory effects in flows involving abrupt changes in geometry. Part I: Flows associated with L-shaped and T-shaped geometries. *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, 2, pp. 49-81.
- Perera, M. G. N. e Walters, K. 1977. Long-range memory effects in flows involving abrupt changes in geometry, Part II: The expansion/contraction/expansion problem. *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, 2, pp. 191-204.
- Physica Manual. 1991. A little course in rheology. Part 2: Oscillation. Meßtechnik GmbH, Vor dem Lauch 6 D-7000 Stuttgart 80.

- Pinho, F. T. 1990. Velocity characteristics of polymer solutions in ducts. *Ph. D. Thesis*, Univ. London.
- Pinho, F. T. e Whitelaw, J. H. 1990. Flow of non-Newtonian fluids in a pipe. *J. Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 34, pp. 129-144.
- Pinho, F. T. e Whitelaw, J. H. 1991. Flow of non-Newtonian fluids over a confined baffle. *J. Fluid Mech.*, 226, pp. 475-496.
- Pronchick, S. W. e Kline, S. J. 1983. An experimental investigation of the structure of turbulent reattachment flow behind a backward-facing step. *Report MD-42*. Thermosciences Div., Mech. Eng. Dept., Stanford University, June.
- Pryce-Jones, J. 1952. Studies in thixotropy. *Kolloid-Z.* 126, 96-122.
- Reichardt, H. 1942. Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz. *VDI-Forschungsheft* 414, 2nd ed. 1951.
- Restivo, A. 1986. An experimental study of the separated flow downstream of a thin two-dimensional fence at low Reynolds number. *Proc. of the 3th Int. Symp. On Appl. Laser Anem. to Fluid Mech.* July.
- Restivo, A. e Whitelaw, J. H. 1978. Turbulence characteristics of the flow downstream of a symmetric, plane sudden expansion. *Trans. of the ASME, J. of Fluids Eng.*, 100, September, pp. 308-310.
- Restivo, A. e Whitelaw, J. H. 1979. Instabilities in sudden-expansion flows of relevance to room ventilation. "*Proc. 2nd Symposium on Turbulent Shear flows*" Imperial College, London SW7 2BX.
- Ribeiro, M. M. e Whitelaw, J. H. 1975. Statistical characteristics of a turbulent jet. *J. Fluid Mech.*, 70, part I, pp. 1-15.

- Rolon, J. C., Veynante, D. e Martin, J. P. 1991. Counter jet stagnation flows. *Experiments in Fluids*, 11, pp. 313-324.
- Ruck, B. e Makiola, B. 1988. Particle size-dependent LDA-information in separated flows. *Proc. of the 4th Int. Symp. on Appl. Laser Anem. to. Fluid Mech.* July 11th to 14th, Lisbon, Portugal
- Ruden, P. 1933. Turbulente Ausbreitung im Freistrah. *Naturwissenschaften*, 21, pp. 375-378.
- Salt, D. L. 1949. *M. S. Thesis*, Univ. Utah.
- Schlichting, H. 1968. Boundary-layer theory. *McGraw-Hill. New York*
- Seol, W. S. e Goldstein, R. J. 1997. Energy separation in a jet flow. *Trans. of the ASME J. Fluids Eng.*, 119, pp. 74-82.
- Shaw, R. 1960. The influence of hole dimensions on static pressure measurements. *J. Fluid Mech.* pp. 550-564.
- Shenoy, A. V. 1987. Effects of buoyancy on heat transfer during turbulent flow of drag reducing fluids in vertical pipes. *Wärme und Stoffübertragung*, 21, pp. 15-18.
- Shih, C. e Ho, C.-M. 1994. Three-dimensional recirculation flow in a backward-facing step. *Trans. of the ASME J. Fluids Eng.*, 116, pp. 228-232.
- Simpson, R. L. 1991. The structure of the near-wall region of the two-dimensional turbulent separated flow. *Phil. Trans. R. Soc. London A*, 336, pp. 5-17.
- Speers, R. A., Hilme, K. R., Tung, M. A. e Williamson, W. T. 1987. Drilling fluid shear stress overshoot behavior. *Rheology Acta*, 26, 447.
- Stevenson, W. H., Thompson, H. D. e Craig, R. R. 1984. Laser velocimeter measurements in highly turbulent recirculating flows. *ASME Trans. J. Fluid Eng.*, 106, pp. 106-180.

- Stieglmeier, M. e Tropea, C. 1992. A miniaturized, mobile laser-Doppler anemometer. *Appl. Optics*, 111, pp. 4096-4099.
- Stieglmeier, M., Tropea, C., Weiser, N. e Nitsche, W. 1989. Experimental investigation of the flow through axisymmetric expansions. *ASME J. Fluids Eng.*, 111, pp. 464-471.
- Sureshkumar, R. e Beris, A. N. 1997. Direct numerical simulation of the turbulent channel flow of a polymer solution. *Phys. Fluids*, 9, number 3, pp. 743-755.
- Swan, D. H. e Morrison, G. L. 1988. Eddy viscosity measurements in a rectangular jet. *Proc. of the 4th Int. Symp. Appl. Laser Anem. to. Fluid Mech.* July 11th to 14th, Lisbon, Portugal.
- Tabor, M., Durning, C. J. e O'Shaughnessy, B. 1989. The microscopic origins of drag reduction. *Internal Report of University of Columbia*, Depts. of Applied Physics, Applied Chemistry and Chem. Eng., NY 10027.
- Taylor, G. I., 1923. Stability of viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Phil. Trans. Roy. Soc., London, Ser. A.*, 223, pp. 289-343.
- Tsou, F. K., Chen, S.-J. e Aung, W. 1991. Starting flow and heat transfer downstream of a backward-facing step. *J. of Heat Transfer*, 113, pp. 583-589.
- Usui, H. e Sano, Y. 1980. Turbulence of submerged jets of dilute polymer solutions. *J Chem. Eng., Japan*, 13, 401.
- Vadifis, C. 1985. Aerodynamics of reciprocating engines. *Tese de Doutorado*. Univ. de Londres.
- Virk, P. S., Mickley, H. S. e Smith, K. A. 1970. The ultimate asymptote and mean flow structure in Tom's phenomena. *J. Appl. Mech.*, 37, pp. 488-493.
- Virk, P. S. 1975. Drag reduction fundamentals. *AIChEJ*, 21, 625.
- Walters, K. 1975. Rheometry. *Chapman and Hall*, London.

- Walters, K. 1992. Recent developments in rheometry. In "theoretical and applied rheology", edited by P. Moldenaers and R. Keunings. *Proc. Xith Int. Congr. on Rheology, Brussels, Belgium*, August 17-21.
- White, D. A. 1967. Velocity measurements axisymmetric jets of dilute polymer solutions. *J. Fluids Mech.*, 28, 195.
- Winant, C. D. e Browand, F. K. 1974. Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *J. Fluids Mech.* 63, part 2, pp. 237-255.
- Wuest, W. 1950. Turbulente Mischvorgänge in zylindrischen und kegeligen Fangdüsen. *Z. VDI*, 92, 1000.
- Wyganski, I. J. e Fiedler, H. K. 1970. The two-dimensional mixing region. *J. Fluids Mech.*, 41, pp. 327-361.
- Yanta, W. J e Smith, R. A. 1973. Measurements of turbulence-transport properties with laser-Doppler velocimeter. *AIAA-11° Aerospace Science Meeting*. Washington paper n° 73-169.
- Yim, I. K., Armaly, B. F. e Chen, T. S. 1994. Turbulent heat transfer over a backward-facing step: solution to a benchmark Problem. *Int. Mech. Eng. Cong. Exhibition of the Winter Annual Meeting*. Chicago, Illinois-November 6-11.
- Zakin, J. L., Hansen, R. J. e Reischman, M. M. 1977. Laser Doppler velocimetry studies of early turbulence. *Phys. Fluids*, 20, pp. S85-S88.
- Zakin, J. L., Myska, J. e Chara, Z. 1996. New limiting drag reduction and velocity profile asymptotes for nonpolymeric additives systems. *AIChEJ*, 42, pp. 3544-3546.
- Zimm. W. 1921.Über die Strömungsvorgänge im freien Luftstrahl. *VDI-Forschungsheft* 234.

APÊNDICES

APÊNDICE A

Tabelas A.1 a A.5- Características integrais dos escoamentos de água, das soluções de goma de xantano, CMC e tylose e das suspensões de laponite numa conduta.

Tabela A.1- Características integrais do escoamento da água.

Solução	$\Delta P(\text{Pa})$	$\eta(\text{Pa.s})$	$\bar{U}(\text{m/s})$	Re_w	$Dr(\%)$	$Dr_c(\%)$
água	1009,4	0,000894	4,721	137.300	-	-
"	906,5	0,000894	4,465	129.850	-	-
"	755,5	0,000894	4,080	118.660	-	-
"	531,0	0,000894	3,339	97.120	-	-
"	314,9	0,000894	2,499	72.690	-	-
"	174,8	0,000894	1,832	53.290	-	-
"	109,1	0,000894	1,441	41.920	-	-
"	65,3	0,000894	1,050	30.540	-	-

Tabela A.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\Delta P(\text{Pa})$	$\eta(\text{Pa.s})$	$\bar{U}(\text{m/s})$	Re_w	$Dr(\%)$	$Dr_c(\%)$
0,05% XG	851,9	0,00167	4,988	77.850	29,3	2,0
"	762,4	0,00169	4,676	72.070	29,2	2,2
"	673,0	0,00171	4,329	65.710	28,6	2,4
"	567,1	0,00175	3,936	58.600	29,2	2,6
"	478,4	0,00178	3,584	52.320	29,8	2,9
"	385,7	0,00183	3,154	44.770	29,6	3,7
"	330,6	0,00187	2,871	39.900	29,1	4,0
"	247,9	0,00194	2,437	32.600	29,8	6,1
"	194,5	0,00202	2,099	27.060	30,0	6,7
"	138,9	0,00212	1,734	21.280	28,9	7,3
"	96,0	0,00225	1,378	15.900	30,2	7,0
"	58,0	0,00245	1,029	10.910	-	-
0,1% XG	793,3	0,00330	5,084	40.060	45,7	4,2
"	690,8	0,00339	4,735	36.350	46,8	4,5
"	591,1	0,00351	4,310	31.950	46,7	8,5
"	506,8	0,00363	3,953	28.350	47,2	8,9
"	425,8	0,00377	3,567	24.600	47,5	9,4
"	356,4	0,00394	3,206	21.190	48,0	9,9
"	292,8	0,00412	2,858	18.040	47,5	13,3
"	227,8	0,00440	2,438	14.420	46,6	14,1
"	175,3	0,00473	2,056	11.320	46,1	15,1
"	133,1	0,00510	1,725	8.800	45,3	16,0
"	92,8	0,00565	1,367	6.290	48,3	20,2
"	54,9	0,00646	1,020	4.110	39,9	21,7
0,125% XG	770,9	0,00341	5,099	38.900	47,9	8,4
"	651,8	0,00352	4,685	34.640	49,3	8,8
"	580,6	0,00362	4,341	31.190	48,7	9,2
"	487,9	0,00376	3,939	27.270	49,3	9,7
"	425,6	0,00389	3,614	24.200	49,1	10,2
"	346,9	0,00408	3,199	20.400	49,2	13,0
"	288,1	0,00428	2,847	17.310	48,9	14,4
"	228,1	0,00454	2,465	14.110	48,8	15,3
"	175,7	0,00488	2,092	11.160	48,5	17,6
"	128,4	0,0033	1,714	8.370	48,1	18,9
"	89,7	0,00595	1,345	5.880	46,4	20,2
"	54,9	0,00682	1,009	3.850	48,1	25,0
"	44,2	0,00745	0,842	2.940	-	-
0,15% XG	709,9	0,00358	5,158	37.520	53,5	9,8
"	627,9	0,00367	4,816	34.100	53,9	10,1
"	555,7	0,00379	4,464	30.670	53,8	10,6
"	486,4	0,00391	4,124	27.430	54,4	11,0
"	408,2	0,00408	3,731	23.820	54,7	11,5
"	337,4	0,00427	3,337	20.320	54,5	13,7
"	294,3	0,00443	3,062	17.970	54,3	15,8
"	228,1	0,00475	2,612	14.290	54,2	16,7
"	178,4	0,00509	2,243	11.460	53,8	-
"	141,4	0,00546	1,932	9.210	57,9	-
"	92,3	0,00602	1,569	6.780	45,4	-
"	70,5	0,00709	1,125	4.130	32,0	-
"	57,1	0,00814	0,858	2.740	-	-

Tabela A.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\Delta P(\text{Pa})$	$\eta(\text{Pa.s})$	$\bar{U}(\text{m/s})$	Re_w	$Dr(\%)$	$Dr_e(\%)$
0,2% XG	654,5	0,00480	5,178	28.070	60,4	12,2
"	568,2	0,00495	4,822	25.330	61,4	12,7
"	509,8	0,00510	4,524	23.100	61,5	13,1
"	434,0	0,00533	4,103	20.040	61,6	15,9
"	373,1	0,00557	3,737	17.470	61,5	16,5
"	309,4	0,00586	3,355	14.910	62,0	17,3
"	259,3	0,00618	2,999	12.630	61,8	18,9
"	209,7	0,00657	2,648	10.480	62,3	19,7
"	175,9	0,00709	2,276	8.350	59,7	20,7
"	129,9	0,00786	1,868	6.190	59,2	21,7
"	106,9	0,00882	1,504	4.440	52,7	25,3
"	88,8	0,00995	1,206	3.160	44,5	28,4
"	70,2	0,01210	0,847	1.820	-	-
0,25% XG	523,7	0,00619	5,195	21.850	66,8	17,2
"	454,7	0,00639	4,856	19.780	67,0	17,7
"	390,5	0,00663	4,499	17.660	67,6	18,2
"	333,0	0,00693	4,108	15.420	67,7	18,9
"	292,7	0,00727	3,737	13.380	67,9	19,5
"	235,7	0,00766	3,372	11.460	66,8	20,3
"	194,8	0,00814	3,002	9.600	67,8	21,5
"	167,5	0,00870	2,650	7.930	67,5	22,4
"	154,8	0,00955	2,231	6.080	63,3	23,5
"	123,8	0,01029	1,951	4.935	58,1	24,4
"	102,1	0,01175	1,545	3.420	51,7	31,5
"	81,5	0,01356	1,209	2.320	-	-

Tabela A.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	$\Delta P(\text{Pa})$	$\eta(\text{Pa.s})$	$\bar{U}(\text{m/s})$	Re_w	$Dr(\%)$	$Dr_e(\%)$
0,1%CMC	759,2	0,00202	5,187	66740	43,7	4,5
"	727,7	0,00211	5,0462	62240	43,9	4,7
"	688,5	0,00213	4,874	59550	43,7	4,8
"	649,4	0,00215	4,719	57110	43,9	4,9
"	604,3	0,00223	4,495	52520	43,6	5,2
"	557,7	0,00230	4,244	48050	42,8	5,5
"	508,8	0,00243	4,014	42950	43,2	5,8
"	448,2	0,00252	3,805	39290	45,5	6,1
"	357,6	0,00268	3,525	34230	44,8	6,5
"	326,8	0,00285	3,267	29800	44,9	7,0
"	287,1	0,00294	3,087	27320	44,8	7,2
0,2%CMC	633,2	0,00460	5,051	28600	59,6	9,8
"	599,8	0,00475	4,847	26560	59,2	10,1
"	510,0	0,00525	4,282	21240	57,9	10,9
"	442,9	0,00572	3,840	17470	56,8	11,6
"	364,9	0,00645	3,260	13170	54,1	12,7
"	287,3	0,00753	2,698	9330	51,7	13,4
"	235,3	0,00848	2,281	7000	48,8	14,2
"	177,2	0,01004	1,801	4670	44,6	15,3
"	143,8	0,01141	1,470	3350	38,4	14,3
"	108,2	0,01324	1,101	2160	-	-
"	94,4	0,01450	0,887	1590	-	-
0,3%CMC	731,5	0,00780	4,831	16140	55,8	14,4
"	681,0	0,00824	4,548	14380	55,0	14,9
"	619,9	0,00886	4,122	12120	52,3	15,6
"	559,1	0,00959	3,777	10260	50,9	16,2
"	481,6	0,01075	3,298	7990	48,1	17,1
"	407,6	0,01231	2,857	6050	45,7	17,5
"	345,2	0,01392	2,424	4540	40,9	18,4
"	268,5	0,01676	1,830	2840	29,1	19,6
"	196,7	0,02106	1,201	1490	-	-
"	172,7	0,02342	0,913	1020	-	-
0,4% CMC	833,4	0,01163	4,634	10.390	51,2	18,1
"	766,3	0,01252	4,358	9.070	51,1	18,6
"	677,3	0,01395	3,914	7.310	49,4	19,5
"	626,1	0,01495	3,556	6.200	42,7	20,1
"	588,1	0,01579	3,291	5.430	36,8	20,6
"	516,4	0,01771	2,832	4.170	31,6	22,4
"	450,1	0,01998	2,450	3.200	22,0	-
"	396,3	0,02234	2,070	2.420	-	-
"	360,0	0,02430	1,761	1.890	-	-
"	301,4	0,02839	1,348	1.240	-	-
"	251,6	0,03286	1,005	800	-	-
"	242,0	0,03414	0,880	670	-	-

Tabela A.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	$\Delta P(\text{Pa})$	$\eta(\text{Pa.s})$	$U(\text{m/s})$	Re_w	$Dr(\%)$	$Dr_c(\%)$
0,1% tylose	956,3	0,00173	4,621	69.400	9,9	1,5
"	856,8	0,00174	4,339	64.870	9,8	1,6
"	756,3	0,00175	3,970	59.050	7,0	1,7
"	644,1	0,00176	3,586	52.960	5,3	1,9
"	527,8	0,00186	3,154	44.190	3,9	2,0
"	460,5	0,00187	2,911	40.650	3,5	2,1
"	347,2	0,00188	2,436	33.790	0,6	2,3
"	286,6	0,00190	2,164	29.880	-	-
"	213,0	0,00200	1,792	24.580	-	-
"	142,4	0,00200	1,424	18.540	-	-
"	86,5	0,00201	1,049	13.620	-	-
0,2% tylose	1024,7	0,00290	4,656	41.760	15,5	2,8
"	935,4	0,00293	4,405	39.080	15,2	2,9
"	786,7	0,00299	3,892	33.800	11,8	3,2
"	678,2	0,00305	3,546	30.250	10,8	3,3
"	592	0,00310	3,233	27.120	8,9	3,5
"	500,8	0,00342	2,905	22.110	9,3	3,4
"	397,8	0,00348	2,487	18.580	5,9	3,6
"	287,5	0,00357	2,019	14.690	-	-
"	239,4	0,00363	1,804	12.940	-	-
"	167,7	0,00378	1,434	9.860	-	-
"	99,3	0,00394	1,047	6.090	-	-
"	73,5	0,00397	0,864	5.610	-	-
0,3% tylose	1065,3	0,00470	4,605	25.500	20,4	4,9
"	966,5	0,00480	4,304	23.300	19,1	5,1
"	855,4	0,00494	3,978	20.930	18,5	5,3
"	737,2	0,00511	3,569	18.100	15,8	5,6
"	630,6	0,00530	3,201	15.690	13,7	5,9
"	519,0	0,00596	2,815	12.280	13,8	5,4
"	452,7	0,00610	2,557	10.900	11,7	5,5
"	344,9	0,00640	2,141	8.700	9,6	5,7
"	255,6	0,00674	1,762	6.800	7,4	5,9
"	171,8	0,00727	1,367	4.890	-	-
"	99,1	0,00794	0,964	3.160	-	-
"	59,0	0,00882	0,837	2.470	-	-

Tabela A.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	$\Delta P(\text{Pa})$	$\eta(\text{Pa.s})$	$\bar{U}(\text{m/s})$	Re_w	$Dr(\%)$	$Dr_e(\%)$
0,4% tylose	1109,4	0,00749	4,511	15.660	23,6	7,7
"	1016,4	0,00772	4,217	14.190	21,9	8,0
"	890,9	0,00809	3,821	12.280	19,7	8,3
"	775,7	0,00850	3,456	10.570	17,8	8,6
"	659,8	0,00900	3,094	8.940	16,6	9,0
"	539,9	0,01008	2,672	6.890	14,6	8,3
"	429,1	0,01079	2,293	5.530	13,2	8,5
"	328,6	0,01167	1,912	4.260	10,9	8,7
"	203,9	0,01343	1,603	3.100	-	-
"	124,4	0,01532	1,143	1.940	-	-
"	80,7	0,01735	0,817	1.220	-	-
0,5% tylose	1149,0	0,01128	4,421	10.190	26,3	11,8
"	1073,9	0,01168	4,190	9.320	25,2	12,1
"	928,3	0,01261	3,769	7.770	23,8	12,6
"	828,1	0,01340	3,439	6.670	21,6	13,0
"	742,7	0,00152	3,119	5.340	19,6	10,9
"	496,6	0,01788	2,675	3.890	-	-
"	395,4	0,01961	2,352	3.120	-	-
"	324,0	0,02127	1,986	2.430	-	-
"	253,7	0,02343	1,598	1.770	-	-
"	195,3	0,02535	1,228	1.260	-	-
"	138,1	0,02786	0,853	800	-	-
0,6% tylose	113,6	0,01806	4,379	6.300	34,1	16,1
"	944,8	0,02045	3,954	5.030	36,7	16,8
"	815,4	0,02260	3,610	4.150	37,8	17,3
"	727,8	0,02493	3,254	3.390	35,4	15,1
"	637,2	0,02687	2,871	2.780	31,3	15,5
"	538,2	0,02954	2,454	2.160	-	-
"	456,4	0,03240	2,064	1.660	-	-
"	404,1	0,03473	1,756	1.310	-	-
"	334,0	0,03777	1,357	930	-	-
"	263,6	0,04192	0,998	620	-	-
"	224,0	0,04453	0,779	450	-	-

Tabela A.5- Características integrais do escoamento das suspensões de laponite.

Solução	$\Delta P(\text{Pa})$	$\eta(\text{Pa.s})$	$U(\text{m/s})$	Re_w	$Dr(\%)$	$Dr_e(\%)$
0,5/0,07lap/cmc	851,42	0,00957	4,87	13.300	52,04	19,64
"	761,75	0,00997	4,45	11.700	50,43	20,24
"	661,70	0,01036	4,11	10.400	50,94	20,78
"	578,00	0,01083	3,75	9.100	50,45	21,39
"	488,33	0,01141	3,39	7.800	50,71	22,06
"	403,47	0,01214	3,01	6.500	50,82	22,83
"	329,67	0,01300	2,65	5.300	50,89	23,63
"	256,96	0,01422	2,26	4.200	50,84	24,61
"	195,22	0,01568	1,91	3.200	51,59	25,76
"	122,99	0,01844	1,47	2.100	-	-
1% laponite	1016,26	0,00375	4,66	32.500	21,76	7,19
"	862,20	0,00391	4,23	28.300	22,10	7,64
"	717,56	0,00409	3,81	24.400	22,87	8,11
"	602,21	0,00427	3,44	21.100	23,57	8,56
"	501,86	0,00448	3,10	18.100	24,75	9,02
"	392,59	0,00480	2,69	14.700	25,81	9,64
"	343,59	0,00497	2,51	13.200	27,55	9,94
"	301,64	0,00517	2,33	11.800	28,16	10,24
"	254,60	0,00544	2,12	10.200	29,34	10,61
"	222,56	0,00570	1,95	9.000	29,40	10,96
"	190,22	0,00595	1,80	7.900	31,62	11,24
"	158,37	0,00638	1,60	6.500	31,19	11,66
"	118,58	0,00696	1,38	5.200	-	-
"	102,80	0,00758	1,20	4.100	-	-
1,5% laponite	971,77	0,00569	4,62	21.300	31,73	8,83
"	837,41	0,00595	4,27	18.800	33,18	9,22
"	751,37	0,00631	3,86	16.000	29,44	9,71
"	696,98	0,00651	3,66	14.700	28,89	9,96
"	634,35	0,00671	3,48	13.500	29,76	10,20
"	594,08	0,00689	3,33	12.600	29,54	10,40
"	512,05	0,00725	3,07	11.100	31,08	10,76
"	469,03	0,00750	2,92	10.200	31,53	11,00
"	408,76	0,00789	2,70	8.900	32,50	11,33
"	354,56	0,00838	2,47	7.700	32,83	11,70
"	318,11	0,00869	2,34	7.000	34,56	11,91
"	268,03	0,00933	2,11	5.900	35,44	12,29
"	240,39	0,00980	1,97	5.300	35,71	12,52
"	190,22	0,01085	1,72	4.100	37,14	12,94

APÊNDICE B

Tabelas B.1 a B.5- Características integrais dos escoamentos de água, das soluções de goma de xantano, CMC e tylose e das suspensões de laponite nas expansões súbitas.

Tabela B.1 - Características integrais do escoamento da água.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ $Re=1,538$	C_p $Re=1,538$	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ $(Re=2)$	C_p $(Re=2)$
água	0,000894	4,161 (4,162)	133.600 (133.900)	0,5	186,4	-0,014	1	41,5	0,035
"	"	"	"	1	330,1	0,025	1,5	39,1	0,033
"	"	"	"	1,5	1551,7	0,119	2	34,6	0,029
"	"	"	"	2	2884,7	0,221	2,5	46,8	0,039
"	"	"	"	2,5	3981,9	0,305	3	88,1	0,074
"	"	"	"	3	4737,7	0,363	3,5	143,0	0,121
"	"	"	"	3,5	5316,5	0,407	4	197,2	0,166
"	"	"	"	4	5734,0	0,439	4,5	260,4	0,220
"	"	"	"	4,5	6092,9	0,467	5	306,4	0,259
"	"	"	"	5	6333,3	0,485	5,5	352,6	0,297
"	"	"	"	5,5	6491,6	0,497	6,5		
"	"	"	"	6	6614,8	0,507	7,5	469,8	0,396
"	"	"	"	7	6704,7	0,513	9,5	511,7	0,432
"	"	"	"	8	6852,8	0,525	10,5	516,5	0,436
"	"	"	"	9	6889,1	0,527	11,5	518,6	0,438
"	"	"	"	10	6876,3	0,527	12,5	518,3	0,437
"	"	"	"	11	6865,0	0,526	19,5	511,5	0,432
"	"	"	"	12	6850,3	0,524	23,5	508,0	0,429
"	0,000894	3,02	87.600	0,5	65,0	0,062	1	16,9	0,029
"	"	"	"	1	125,2	0,022	1,5	16,2	0,028
"	"	"	"	1,5	603,0	0,107	2	14,1	0,024
"	"	"	"	2	1131,1	0,200	2,5	18,3	0,032
"	"	"	"	2,5	1578,8	0,279	3	35,5	0,061
"	"	"	"	3	1904,6	0,337	3,5	60,2	0,104
"	"	"	"	3,5	2155,6	0,381	4	88,2	0,153
"	"	"	"	4	2340,0	0,414	4,5	112,3	0,194
"	"	"	"	4,5	2482,7	0,439	5	138,2	0,239
"	"	"	"	5	2598,9	0,460	5,5	159,4	0,271
"	"	"	"	5,5	2669,5	0,472	6,5		
"	"	"	"	6	2731,2	0,483	7,5	212,5	0,368
"	"	"	"	7	2786,7	0,493	9,5	230,8	0,399
"	"	"	"	8	2836,5	0,502	10,5	236,5	0,409
"	"	"	"	9	2864,2	0,507	11,5	237,2	0,410
"	"	"	"	10	2854,6	0,505	12,5	236,8	0,410
"	"	"	"	11	2848,9	0,504	19,5	232,6	0,402
"	"	"	"	12	2834,5	0,502	23,5	231,7	0,401
"	0,000894	1,73 (1,74)	50.100 (50.400)	0,5	3,8	0,003	1	4,1	0,029
"	"	"	"	1	26,8	0,019	1,5	3,9	0,028
"	"	"	"	1,5	143,8	0,103	2	3,4	0,024
"	"	"	"	2	261,0	0,187	2,5	4,8	0,034
"	"	"	"	2,5	359,7	0,257	3	8,9	0,064
"	"	"	"	3	437,2	0,313	3,5	14,3	0,102
"	"	"	"	3,5	493,5	0,353	4	20,0	0,143
"	"	"	"	4	538,7	0,385	4,5	26,2	0,186
"	"	"	"	4,5	579,6	0,415	5	31,1	0,221
"	"	"	"	5	603,3	0,432	5,5	36,0	0,256
"	"	"	"	5,5	633,6	0,453	6,5		
"	"	"	"	6	648,1	0,464	7,5	51,4	0,366
"	"	"	"	7	665,6	0,476	9,5	56,0	0,399
"	"	"	"	8	681,2	0,487	10,5	56,7	0,404
"	"	"	"	9	695,1	0,497	11,5	57,0	0,405
"	"	"	"	10	698,5	0,500	12,5	57,2	0,407
"	"	"	"	11	697,5	0,499	19,5	55,9	0,398
"	"	"	"	12	693,5	0,496	23,5	55,3	0,393

Tabela B.1 - Características integrais do escoamento da água.

Solução	$\eta(\text{Pa.s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ $RE=1,538$	C_p $RE=1,538$	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ $(RE=2)$	C_p $(RE=2)$
água	0,000894	0,935	27.100	0,5	-4,7	-0,009	1	1,1	0,018
"	"	"	"	1	9,1	0,017	1,5	0,9	0,016
"	"	"	"	1,5	57,7	0,103	2	0,7	0,013
"	"	"	"	2	106,4	0,197	2,5	1,3	0,023
"	"	"	"	2,5	139,0	0,258	3	3,3	0,057
"	"	"	"	3	168,8	0,313	3,5	5,5	0,095
"	"	"	"	3,5	191,2	0,354	4	7,9	0,138
"	"	"	"	4	210,5	0,390	4,5	9,9	0,172
"	"	"	"	4,5	222,4	0,412	5	11,8	0,206
"	"	"	"	5	234,8	0,435	5,5	13,9	0,242
"	"	"	"	5,5	243,3	0,451	6,5		
"	"	"	"	6	251,1	0,466	7,5	20,1	0,350
"	"	"	"	7	258,4	0,479	9,5	25,8	0,392
"	"	"	"	8	263,3	0,488	10,5	23,0	0,401
"	"	"	"	9	266,2	0,493	11,5	23,3	0,406
"	"	"	"	10	266,3	0,494	12,5	23,3	0,406
"	"	"	"	11	264,0	0,489	19,5	22,7	0,396
"	"	"	"	12	262,1	0,486	23,5	22,3	0,389
	0,000894	0,607	17.600	0,5	-7,2	-0,032	1	0,3	0,013
"	"	"	"	1	1,4	0,006	1,5	0,2	0,008
"	"	"	"	1,5	25,4	0,112	2	0,1	-0,006
"	"	"	"	2	45,4	0,200	2,5	0,2	0,010
"	"	"	"	2,5	60,6	0,267	3	1,2	0,050
"	"	"	"	3	71,2	0,314	3,5	2,2	0,092
"	"	"	"	3,5	79,4	0,350	4	3,2	0,135
"	"	"	"	4	86,8	0,382	4,5	4,1	0,172
"	"	"	"	4,5	91,4	0,403	5	5,6	0,240
"	"	"	"	5	96,0	0,423	5,5	6,4	0,271
"	"	"	"	5,5	99,2	0,437	6,5		
"	"	"	"	6	100,9	0,445	7,5	8,6	0,367
"	"	"	"	7	100,5	0,457	9,5	9,2	0,392
"	"	"	"	8	104,3	0,459	10,5	9,6	0,408
"	"	"	"	9	105,7	0,466	11,5	9,7	0,411
"	"	"	"	10	105,3	0,464	12,5	9,9	0,421
"	"	"	"	11	103,8	0,458	19,5	9,5	0,404
"	"	"	"	12	101,8	0,449	23,5	9,3	0,398
"	0,000894	0,455	13.200	0,5	-6,3	-0,049	1	0,3	0,019
"	"	"	"	1	-0,14	-0,001	1,5	0,2	0,014
"	"	"	"	1,5	14,6	0,114	2	0,03	0,002
"	"	"	"	2	26,2	0,204	2,5	0,4	0,030
"	"	"	"	2,5	34,2	0,266	3	0,9	0,068
"	"	"	"	3	40,2	0,312	3,5	1,6	0,116
"	"	"	"	3,5	44,3	0,345	4	2,2	0,163
"	"	"	"	4	48,2	0,375	4,5	2,7	0,215
"	"	"	"	4,5	50,8	0,395	5	3,2	0,237
"	"	"	"	5	53,4	0,415	5,5	3,7	0,277
"	"	"	"	5,5	57,1	0,444	6,5		
"	"	"	"	6	58,0	0,451	7,5	4,9	0,367
"	"	"	"	7	59,4	0,462	9,5	5,4	0,407
"	"	"	"	8	59,9	0,466	10,5	5,5	0,412
"	"	"	"	9	59,7	0,464	11,5	5,6	0,418
"	"	"	"	10	59,1	0,460	12,5	5,6	0,420
"	"	"	"	11	57,7	0,449	19,5	5,4	0,402
"	"	"	"	12	56,6	0,441	23,5	5,3	0,394

Tabela B.1- Características integrais do escoamento da água.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) $RE=1,538$	C_p $RE=1,538$	x/d	ΔP (Pa) $(RE=2)$	C_p $(RE=2)$
água	0,000894	0,362	10.500	0,5	-4,4	-0,055	1	0,1	0,013
“	“	“	“	1	0,1	0,001	1,5	0,1	0,009
“	“	“	“	1,5	9,8	0,122	2	0,2	0,019
“	“	“	“	2	16,8	0,209	2,5	0,4	0,047
“	“	“	“	2,5	21,7	0,270	3	0,7	0,090
“	“	“	“	3	25,3	0,314	3,5	1,2	0,152
“	“	“	“	3,5	26,7	0,331	4	1,5	0,177
“	“	“	“	4	29,5	0,367	4,5	1,9	0,235
“	“	“	“	4,5	33,6	0,418	5	2,2	0,265
“	“	“	“	5	34,9	0,434	5,5	2,5	0,305
“	“	“	“	5,5	36,5	0,453	6,5		
“	“	“	“	6	37,2	0,463	7,5	3,1	0,375
“	“	“	“	7	37,5	0,466	9,5	3,3	0,405
“	“	“	“	8	37,5	0,466	10,5	3,4	0,413
“	“	“	“	9	37,1	0,461	11,5	3,5	0,423
“	“	“	“	10	36,4	0,455	12,5	3,3	0,404
“	“	“	“	11	35,8	0,444	19,5	3,2	0,396
“	“	“	“	12	34,9	0,433	23,5	3,2	0,393
“	0,000894	0,310	9.000	0,5	-3,9	-0,065	1	0,1	0,008
“	“	“	“	1	-0,75	-0,013	1,5	0,01	0,002
“	“	“	“	1,5	7,0	0,118	2	0,1	0,010
“	“	“	“	2	12,5	0,211	2,5	0,03	0,004
“	“	“	“	2,5	15,6	0,263	3	0,5	0,075
“	“	“	“	3	18,1	0,304	3,5	0,8	0,130
“	“	“	“	3,5	19,7	0,331	4	1,2	0,199
“	“	“	“	4	21,5	0,361	4,5	1,5	0,241
“	“	“	“	4,5	22,8	0,384	5	1,5	0,250
“	“	“	“	5	23,9	0,402	5,5	1,7	0,275
“	“	“	“	5,5	26,8	0,450	6,5		
“	“	“	“	6	27,1	0,454	7,5	2,3	0,371
“	“	“	“	7	26,9	0,451	9,5	2,5	0,409
“	“	“	“	8	26,9	0,451	10,5	2,5	0,414
“	“	“	“	9	26,3	0,441	11,5	2,6	0,424
“	“	“	“	10	25,8	0,433	12,5	2,5	0,410
“	“	“	“	11	25,1	0,421	19,5	2,4	0,386
“	“	“	“	12	24,3	0,408	23,5	2,2	0,358
“	0,000894	0,242	7.000	0,5	-2,8	-0,078	1		
“	“	“	“	1	-1,0	-0,028	1,5		
“	“	“	“	1,5	3,7	0,104	2		
“	“	“	“	2	7,4	0,206	2,5		
“	“	“	“	2,5	9,3	0,260	3		
“	“	“	“	3	10,7	0,299	3,5		
“	“	“	“	3,5	11,5	0,322	4		
“	“	“	“	4	12,7	0,356	4,5		
“	“	“	“	4,5	13,2	0,370	5		
“	“	“	“	5	14,2	0,397	5,5		
“	“	“	“	5,5	15,0	0,419	6,5		
“	“	“	“	6	15,0	0,419	7,5		
“	“	“	“	7	14,6	0,408	9,5		
“	“	“	“	8	14,4	0,403	10,5		
“	“	“	“	9	14,0	0,392	11,5		
“	“	“	“	10	13,4	0,375	12,5		
“	“	“	“	11	13,1	0,367	19,5		
“	“	“	“	12	12,4	0,345	23,5		

Tabela B.1- Características integrais do escoamento da água.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_I \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ $RE=1,538$	C_p $RE=1,538$	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ $(RE=2)$	C_p $(RE=2)$
água	0,000894	0,179	5.200	0,5	-3,1	-0,154	1		
“	“	“	“	1	-2,3	-0,114	1,5		
“	“	“	“	1,5	0,4	0,019	2		
“	“	“	“	2	2,9	0,148	2,5		
“	“	“	“	2,5	4,4	0,221	3		
“	“	“	“	3	5,0	0,251	3,5		
“	“	“	“	3,5	4,4	0,270	4		
“	“	“	“	4	5,5	0,275	4,5		
“	“	“	“	4,5	5,6	0,280	5		
“	“	“	“	5	5,7	0,285	5,5		
“	“	“	“	5,5	5,8	0,293	6,5		
“	“	“	“	6	5,9	0,295	7,5		
“	“	“	“	7	5,6	0,280	9,5		
“	“	“	“	8	5,3	0,266	10,5		
“	“	“	“	9	4,9	0,246	11,5		
“	“	“	“	10	4,4	0,221	12,5		
“	“	“	“	11	4,1	0,207	19,5		
“	“	“	“	12	3,7	0,187	23,5		

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_I (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,05% XG	0,00164	5,398	85.600	0,5	211,3	0,015	1	51,6	0,039
"	"	"	"	1	497,6	0,034	1,5	45,0	0,034
"	"	"	"	1,5	2026,8	0,139	2	41,2	0,031
"	"	"	"	2	3497,1	0,240	2,5	57,0	0,043
"	"	"	"	2,5	4648,6	0,319	3	100,0	0,076
"	"	"	"	3	5468,5	0,375	3,5	161,3	0,123
"	"	"	"	3,5	6082,7	0,417	4	217,9	0,166
"	"	"	"	4	6524,9	0,448	4,5	278,0	0,211
"	"	"	"	4,5	6894,2	0,473	5	329,8	0,251
"	"	"	"	5	7259,7	0,498	5,5	378,3	0,288
"	"	"	"	5,5	7350,4	0,504	6,5	457,9	0,348
"	"	"	"	6	7491,9	0,514	7,5	511,4	0,389
"	"	"	"	7	7634,8	0,524	9,5	564,5	0,429
"	"	"	"	8	7800,1	0,535	10,5	569,7	0,433
"	"	"	"	9	7842,6	0,538	11,5	570,3	0,433
"	"	"	"	10	7851,9	0,539	12,5	576,8	0,438
"	"	"	"	11	7854,8	0,539	19,5	569,8	0,433
"	"	"	"	12	7853,7	0,538	23,5	568,2	0,432
"	0,00167	4,999	77.700	0,5	161,4	0,013	1	49,5	0,039
"	"	"	"	1	390,8	0,032	1,5	44,2	0,035
"	"	"	"	1,5	1657,5	0,134	2	40,0	0,032
"	"	"	"	2	2861,4	0,231	2,5	53,9	0,043
"	"	"	"	2,5	3816,5	0,307	3	95,5	0,076
"	"	"	"	3	4484,1	0,362	3,5	153,3	0,121
"	"	"	"	3,5	4993,6	0,403	4	211,4	0,167
"	"	"	"	4	5364,5	0,432	4,5	268,5	0,212
"	"	"	"	4,5	5683,3	0,458	5	321,3	0,254
"	"	"	"	5	5907,0	0,476	5,5	366,5	0,290
"	"	"	"	5,5	6054,0	0,488	6,5	439,2	0,348
"	"	"	"	6	6180,3	0,498	7,5	494,5	0,391
"	"	"	"	7	6298,9	0,508	9,5	540,3	0,428
"	"	"	"	8	6437,7	0,519	10,5	544,4	0,431
"	"	"	"	9	6491,1	0,523	11,5	552,8	0,437
"	"	"	"	10	6486,1	0,523	12,5	553,8	0,438
"	"	"	"	11	6481,5	0,523	19,5	544,6	0,431
"	"	"	"	12	6472,7	0,522	23,5	539,6	0,427
"	0,00172	4,286	64.800	0,5	85,5	0,009	1	33,3	0,033
"	"	"	"	1	268,0	0,029	1,5	28,4	0,028
"	"	"	"	1,5	1190,5	0,130	2	28,7	0,029
"	"	"	"	2	2061,3	0,225	2,5	38,9	0,039
"	"	"	"	2,5	2739,3	0,300	3	70,6	0,071
"	"	"	"	3	3213,3	0,351	3,5	116,7	0,117
"	"	"	"	3,5	3581,4	0,392	4	159,6	0,160
"	"	"	"	4	3852,4	0,421	4,5	201,6	0,202
"	"	"	"	4,5	4083,0	0,447	5	242,4	0,243
"	"	"	"	5	4254,7	0,465	5,5	277,6	0,278
"	"	"	"	5,5	4341,9	0,475	6,5	330,1	0,331
"	"	"	"	6	4416,9	0,483	7,5	375,8	0,377
"	"	"	"	7	4519,7	0,494	9,5	411,3	0,412
"	"	"	"	8	4614,9	0,505	10,5	412,4	0,413
"	"	"	"	9	4641,6	0,508	11,5	414,7	0,416
"	"	"	"	10	4650,1	0,509	12,5	418,7	0,420
"	"	"	"	11	4655,4	0,509	19,5	413,7	0,415
"	"	"	"	12	4626,3	0,506	23,5	407,9	0,409

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa.s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,05% XG	0,00177	3,689	54.200	0,5	50,1	0,007	1	24,1	0,034
"	"	"	"	1	208,5	0,031	1,5	19,2	0,027
"	"	"	"	1,5	933,2	0,137	2	16,1	0,023
"	"	"	"	2	1615,2	0,237	2,5	21,0	0,030
"	"	"	"	2,5	2150,2	0,315	3	44,9	0,063
"	"	"	"	3	2454,39	0,360	3,5	76,5	0,108
"	"	"	"	3,5	2752,0	0,404	4	111,2	0,157
"	"	"	"	4	2942,7	0,432	4,5	136,2	0,192
"	"	"	"	4,5	3117,3	0,457	5	133,1	0,230
"	"	"	"	5	3235,5	0,475	5,5	186,0	0,262
"	"	"	"	5,5	3316,3	0,487	6,5	227,8	0,321
"	"	"	"	6	3396,9	0,498	7,5	252,9	0,356
"	"	"	"	7	3462,4	0,507	9,5	280,3	0,395
"	"	"	"	8	3512,4	0,515	10,5	281,3	0,396
"	"	"	"	9	3535,6	0,519	11,5	286,8	0,404
"	"	"	"	10	3544,8	0,520	12,5	282,3	0,398
"	"	"	"	11	3533,0	0,518	19,5	280,7	0,395
"	"	"	"	12	3516,2	0,516	23,5	277,7	0,391
"	0,00185	3,023	42.500	0,5	15,0	0,003	1	14,3	0,031
"	"	"	"	1	118,3	0,026	1,5	11,9	0,025
"	"	"	"	1,5	590,5	0,129	2	7,3	0,016
"	"	"	"	2	1020,1	0,223	2,5	15,7	0,033
"	"	"	"	2,5	1351,6	0,296	3	33,1	0,071
"	"	"	"	3	1585,2	0,347	3,5	52,4	0,112
"	"	"	"	3,5	1761,4	0,385	4	72,8	0,156
"	"	"	"	4	1893,7	0,414	4,5	94,2	0,201
"	"	"	"	4,5	2007,3	0,439	5	111,1	0,237
"	"	"	"	5	2083,3	0,456	5,5	126,2	0,270
"	"	"	"	5,5	2131,9	0,466	6,5	150,3	0,321
"	"	"	"	6	2174,2	0,476	7,5	167,3	0,357
"	"	"	"	7	2234,9	0,489	9,5	184,1	0,393
"	"	"	"	8	2264,1	0,495	10,5	187,8	0,401
"	"	"	"	9	2278,8	0,498	11,5	189,5	0,405
"	"	"	"	10	2278,6	0,499	12,5	190,2	0,406
"	"	"	"	11	2269,9	0,497	19,5	186,4	0,398
"	"	"	"	12	2259,1	0,494	23,5	183,5	0,392
"	0,001965	2,327	30.800	0,5	0,9	0,0003	1	7,4	0,027
"	"	"	"	1	73,8	0,027	1,5	6,6	0,024
"	"	"	"	1,5	364,0	0,137	2	5,2	0,019
"	"	"	"	2	616,4	0,227	2,5	10,8	0,039
"	"	"	"	2,5	811,5	0,299	3	21,0	0,075
"	"	"	"	3	947,0	0,349	3,5	33,8	0,121
"	"	"	"	3,5	1051,9	0,388	4	46,5	0,167
"	"	"	"	4	1125,9	0,415	4,5	58,6	0,210
"	"	"	"	4,5	1189,3	0,439	5	69,2	0,249
"	"	"	"	5	1234,0	0,455	5,5	76,5	0,275
"	"	"	"	5,5	1259,0	0,464	6,5	90,2	0,324
"	"	"	"	6	1275,1	0,481	7,5	101,4	0,364
"	"	"	"	7	1302,2	0,480	9,5	110,5	0,397
"	"	"	"	8	1329,3	0,490	10,5	112,7	0,405
"	"	"	"	9	1332,1	0,491	11,5	113,6	0,408
"	"	"	"	10	1330,6	0,490	12,5	112,5	0,404
"	"	"	"	11	1320,9	0,487	19,5	110,1	0,396
"	"	"	"	12	1312,1	0,484	23,5	108,9	0,391

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa.s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,05% XG	0,002122	1,722	21.100	0,5	-5,8	-0,004	1	3,5	0,023
"	"	"	"	1	42,3	0,029	1,5	2,6	0,017
"	"	"	"	1,5	207,6	0,141	2	2,2	0,015
"	"	"	"	2	347,8	0,236	2,5	4,8	0,032
"	"	"	"	2,5	452,5	0,307	3	10,6	0,071
"	"	"	"	3	525,4	0,356	3,5	17,8	0,118
"	"	"	"	3,5	578,6	0,392	4	25,1	0,167
"	"	"	"	4	618,7	0,419	4,5	31,0	0,206
"	"	"	"	4,5	653,0	0,443	5	35,7	0,237
"	"	"	"	5	680,0	0,461	5,5	41,2	0,274
"	"	"	"	5,5	687,2	0,466	6,5	48,3	0,321
"	"	"	"	6	698,7	0,473	7,5	54,2	0,360
"	"	"	"	7	700,5	0,475	9,5	59,5	0,395
"	"	"	"	8	716,2	0,485	10,5	60,2	0,400
"	"	"	"	9	722,5	0,490	11,5	61,0	0,405
"	"	"	"	10	718,1	0,487	12,5	60,4	0,402
"	"	"	"	11	713,7	0,484	19,5	58,9	0,392
"	"	"	"	12	706,6	0,479	23,5	58,3	0,387
"	0,002259	1,364	15.700	0,5	-5,7	-0,006	1	1,6	0,017
"	"	"	"	1	24,8	0,027	1,5	1,6	0,017
"	"	"	"	1,5	137,3	0,147	2	1,2	0,012
"	"	"	"	2	228,6	0,245	2,5	3,4	0,036
"	"	"	"	2,5	295,8	0,317	3	7,6	0,079
"	"	"	"	3	341,3	0,366	3,5	11,9	0,124
"	"	"	"	3,5	374,3	0,401	4	16,6	0,173
"	"	"	"	4	400,8	0,430	4,5	19,9	0,209
"	"	"	"	4,5	424,6	0,455	5	23,5	0,246
"	"	"	"	5	439,5	0,471	5,5	26,7	0,280
"	"	"	"	5,5	442,5	0,474	6,5	31,4	0,329
"	"	"	"	6	452,1	0,485	7,5	34,8	0,365
"	"	"	"	7	458,9	0,492	9,5	38,1	0,399
"	"	"	"	8	462,5	0,496	10,5	38,4	0,402
"	"	"	"	9	462,4	0,496	11,5	39,2	0,410
"	"	"	"	10	456,0	0,489	12,5	38,4	0,402
"	"	"	"	11	454,6	0,487	19,5	36,8	0,386
"	"	"	"	12	449,3	0,482	23,5	36,2	0,379
"	0,00312	0,876	7.300	0,5	-1,5	-0,004	1	0,4	0,011
"	"	"	"	1	9,4	0,025	1,5	0,2	0,005
"	"	"	"	1,5	57,3	0,151	2	0,2	0,005
"	"	"	"	2	99,9	0,263	2,5	1,2	0,033
"	"	"	"	2,5	131,5	0,346	3	3,4	0,089
"	"	"	"	3	149,8	0,394	3,5	5,3	0,139
"	"	"	"	3,5	163,5	0,430	4	7,5	0,196
"	"	"	"	4	175,5	0,462	4,5	8,6	0,227
"	"	"	"	4,5	181,9	0,466	5	10,0	0,264
"	"	"	"	5	187,0	0,492	5,5	10,9	0,287
"	"	"	"	5,5	191,6	0,495	6,5	12,8	0,336
"	"	"	"	6	190,9	0,502	7,5	14,2	0,373
"	"	"	"	7	191,6	0,504	9,5	15,1	0,397
"	"	"	"	8	190,6	0,498	10,5	15,2	0,401
"	"	"	"	9	189,6	0,499	11,5	15,7	0,414
"	"	"	"	10	186,7	0,491	12,5	15,0	0,395
"	"	"	"	11	184,4	0,485	19,5	13,9	0,367
"	"	"	"	12	182,8	0,481	23,5	13,8	0,363

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% XG	0,00320	5,549	45.100	0,5	202,7	0,013	1	52,2	0,038
"	"	"	"	1	502,3	0,033	1,5	45,6	0,033
"	"	"	"	1,5	2317,5	0,151	2	39,2	0,028
"	"	"	"	2	3970,2	0,258	2,5	58,1	0,042
"	"	"	"	2,5	5204,9	0,338	3	115,1	0,083
"	"	"	"	3	6050,7	0,393	3,5	183,6	0,133
"	"	"	"	3,5	6689,5	0,435	4	248,2	0,180
"	"	"	"	4	7144,6	0,465	4,5	310,3	0,225
"	"	"	"	4,5	7497,4	0,487	5	364,8	0,264
"	"	"	"	5	7777,0	0,507	5,5	414,4	0,300
"	"	"	"	5,5	7949,1	0,517	6,5		
"	"	"	"	6	8057,8	0,524	7,5	547,8	0,396
"	"	"	"	7	8213,7	0,534	9,5	597,0	0,432
"	"	"	"	8	8319,1	0,541	10,5	601,4	0,435
"	"	"	"	9	8370,8	0,544	11,5	604,2	0,437
"	"	"	"	10	8380,8	0,545	12,5	608,0	0,440
"	"	"	"	11	8370,6	0,544	19,5	597,8	0,433
"	"	"	"	12	8359,2	0,543	23,5	597,2	0,432
"	0,00333	4,955	38.700	0,5	119,5	0,01	1	43,6	0,035
"	"	"	"	1	342,4	0,028	1,5	38,4	0,031
"	"	"	"	1,5	1766,1	0,144	2	31,9	0,025
"	"	"	"	2	3038,4	0,247	2,5	52,2	0,042
"	"	"	"	2,5	3988,1	0,324	3	103,1	0,082
"	"	"	"	3	4647,7	0,378	3,5	166,2	0,132
"	"	"	"	3,5	5142,1	0,418	4	266,2	0,180
"	"	"	"	4	5489,5	0,447	4,5	282,3	0,225
"	"	"	"	4,5	5787,1	0,471	5	333,4	0,266
"	"	"	"	5	5977,8	0,486	5,5	377,9	0,301
"	"	"	"	5,5	6111,6	0,497	6,5		
"	"	"	"	6	6220,0	0,506	7,5	493,5	0,393
"	"	"	"	7	6328,7	0,515	9,5	535,0	0,426
"	"	"	"	8	6429,5	0,523	10,5	544,0	0,433
"	"	"	"	9	6455,6	0,525	11,5	544,8	0,434
"	"	"	"	10	6459,8	0,526	12,5	546,5	0,435
"	"	"	"	11	6456,4	0,525	19,5	539,5	0,430
"	"	"	"	12	6445,0	0,524	23,5	534,4	0,426
"	0,003463	4,447	33.400	0,5	69,9	0,007	1	31,3	0,031
"	"	"	"	1	268,1	0,027	1,5	25,8	0,025
"	"	"	"	1,5	1367,6	0,138	2	22,5	0,022
"	"	"	"	2	2390,5	0,241	2,5	37,3	0,037
"	"	"	"	2,5	3151,6	0,318	3	77,0	0,076
"	"	"	"	3	3679,0	0,372	3,5	127,6	0,126
"	"	"	"	3,5	4066,6	0,411	4	176,0	0,174
"	"	"	"	4	4348,2	0,439	4,5	219,6	0,217
"	"	"	"	4,5	4574,4	0,462	5	258,2	0,255
"	"	"	"	5	4742,7	0,479	5,5	290,7	0,287
"	"	"	"	5,5	4846,9	0,490	6,5		
"	"	"	"	6	4949,7	0,497	7,5	384,2	0,379
"	"	"	"	7	5028,1	0,508	9,5	419,9	0,414
"	"	"	"	8	5097,5	0,515	10,5	425,2	0,419
"	"	"	"	9	5125,3	0,518	11,5	425,6	0,420
"	"	"	"	10	5122,5	0,517	12,5	425,8	0,420
"	"	"	"	11	5120,1	0,517	19,5	417,0	0,411
"	"	"	"	12	5100,5	0,515	23,5	416,6	0,411

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% XG	0,003697	3,752	26.400	0,5	34,5	0,005	1	20,2	0,028
"	"	"	"	1	187,9	0,027	1,5	16,7	0,023
"	"	"	"	1,5	965,6	0,137	2	13,4	0,019
"	"	"	"	2	1692,6	0,240	2,5	25,1	0,035
"	"	"	"	2,5	2222,9	0,315	3	53,0	0,074
"	"	"	"	3	25907	0,368	3,5	90,2	0,125
"	"	"	"	3,5	2866,0	0,407	4	121,5	0,169
"	"	"	"	4	3065,1	0,435	4,5	153,0	0,213
"	"	"	"	4,5	3219,7	0,457	5	181,8	0,253
"	"	"	"	5	3351,9	0,475	5,5	204,8	0,285
"	"	"	"	5,5	3421,9	0,485	6,5		
"	"	"	"	6	3496,8	0,496	7,5	267,3	0,371
"	"	"	"	7	3547,1	0,503	9,5	293,4	0,408
"	"	"	"	8	3598,5	0,510	10,5	294,5	0,409
"	"	"	"	9	3616,3	0,513	11,5	296,9	0,413
"	"	"	"	10	3602,0	0,511	12,5	295,7	0,411
"	"	"	"	11	3589,2	0,509	19,5	293,5	0,408
"	"	"	"	12	3574,8	0,507	23,5	290,6	0,404
"	0,004043	3,04 (3,05)	19.570 (19.630)	0,5	15,8	0,004	1	10,0	0,022
"	"	"	"	1	118,7	0,026	1,5	9,3	0,020
"	"	"	"	1,5	624,2	0,139	2	6,5	0,014
"	"	"	"	2	1080,7	0,240	2,5	14,2	0,031
"	"	"	"	2,5	1419,7	0,315	3	35,8	0,077
"	"	"	"	3	1649,9	0,366	3,5	56,7	0,122
"	"	"	"	3,5	1821,3	0,404	4	78,0	0,168
"	"	"	"	4	1945,2	0,432	4,5	98,0	0,211
"	"	"	"	4,5	2047,1	0,55	5	114,6	0,247
"	"	"	"	5	2121,5	0,471	5,5	133,1	0,287
"	"	"	"	5,5	2166,0	0,481	6,5		
"	"	"	"	6	2216,8	0,492	7,5	171,4	0,370
"	"	"	"	7	2252,5	0,500	9,5	186,3	0,402
"	"	"	"	8	2273,5	0,505	10,5	187,0	0,403
"	"	"	"	9	2276,3	0,505	11,5	188,0	0,405
"	"	"	"	10	2274,8	0,504	12,5	186,9	0,403
"	"	"	"	11	2270,2	0,504	19,5	183,4	0,396
"	"	"	"	12	2250,5	0,500	23,5	180,5	0,389
"	0,00454	2,269	13.000	0,5	2,6	0,001	1	5,3	0,020
"	"	"	"	1	53,5	0,021	1,5	4,0	0,015
"	"	"	"	1,5	345,8	0,134	2	2,6	0,010
"	"	"	"	2	614,3	0,238	2,5	7,7	0,029
"	"	"	"	2,5	826,3	0,320	3	19,7	0,074
"	"	"	"	3	964,7	0,374	3,5	33,3	0,125
"	"	"	"	3,5	1066,7	0,412	4	45,8	0,172
"	"	"	"	4	1137,8	0,441	4,5	58,0	0,218
"	"	"	"	4,5	1190,7	0,461	5	68,6	0,259
"	"	"	"	5	1239,5	0,480	5,5	76,2	0,287
"	"	"	"	5,5	1256,6	0,487	6,5		
"	"	"	"	6	1282,9	0,497	7,5	99,3	0,374
"	"	"	"	7	1306,5	0,506	9,5	107,1	0,403
"	"	"	"	8	1318,7	0,511	10,5	108,0	0,407
"	"	"	"	9	1315,3	0,510	11,5	108,1	0,407
"	"	"	"	10	1313,7	0,509	12,5	107,8	0,406
"	"	"	"	11	1302,6	0,505	19,5	104,3	0,393
"	"	"	"	12	1291,9	0,501	23,5	102,9	0,387

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% XG	0,00527	1,601	7.900	0,5	-1,1	-0,001	1	1,9	0,014
"	"	"	"	1	18,2	0,014	1,5	1,7	0,013
"	"	"	"	1,5	156,6	0,122	2	0,9	0,006
"	"	"	"	2	297,5	0,232	2,5	3,4	0,026
"	"	"	"	2,5	401,5	0,313	3	9,3	0,070
"	"	"	"	3	477,7	0,373	3,5	17,9	0,135
"	"	"	"	3,5	524,2	0,409	4	23,5	0,177
"	"	"	"	4	560,9	0,438	4,5	30,2	0,227
"	"	"	"	4,5	592,9	0,463	5	35,0	0,263
"	"	"	"	5	616,7	0,481	5,5	39,1	0,294
"	"	"	"	5,5	621,8	0,485	6,5		
"	"	"	"	6	653,5	0,512	7,5	51,0	0,384
"	"	"	"	7	651,9	0,509	9,5	54,1	0,407
"	"	"	"	8	648,3	0,506	10,5	54,1	0,407
"	"	"	"	9	645,7	0,504	11,5	54,5	0,410
"	"	"	"	10	641,0	0,500	12,5	54,1	0,407
"	"	"	"	11	635,0	0,496	19,5	51,2	0,385
"	"	"	"	12	627,0	0,489	23,5	50,4	0,379
"	0,00636	1,051	4.300	0,5	0,5	0,001	1	1,1	0,019
"	"	"	"	1	3,2	0,006	1,5	0,2	0,004
"	"	"	"	1,5	40,1	0,073	2	0,3	0,006
"	"	"	"	2	109,5	0,198	2,5	1,1	0,020
"	"	"	"	2,5	164,8	0,298	3	4,1	0,073
"	"	"	"	3	204,4	0,369	3,5	7,1	0,127
"	"	"	"	3,5	238,3	0,431	4	10,0	0,178
"	"	"	"	4	257,1	0,465	4,5	13,1	0,233
"	"	"	"	4,5	272,5	0,492	5	15,6	0,278
"	"	"	"	5	276,6	0,500	5,5	17,6	0,314
"	"	"	"	5,5	277,5	0,501	6,5		
"	"	"	"	6	278,5	0,503	7,5	22,5	0,402
"	"	"	"	7	280,2	0,506	9,5	23,8	0,426
"	"	"	"	8	281,7	0,509	10,5	24,2	0,432
"	"	"	"	9	283,9	0,513	11,5	24,0	0,428
"	"	"	"	10	285,3	0,515	12,5	23,1	0,412
"	"	"	"	11	281,1	0,508	19,5	21,1	0,377
"	"	"	"	12	270,1	0,488	23,5	19,5	0,348
0,15% XG	0,003396	5,600	42.900	0,5	158,9	0,01	1	48,8	0,035
"	"	"	"	1	402,3	0,026	1,5	41,7	0,029
"	"	"	"	1,5	2330,0	0,149	2	32,3	0,023
"	"	"	"	2	4100,3	0,261	2,5	55,2	0,039
"	"	"	"	2,5	5419,5	0,345	3	118,2	0,084
"	"	"	"	3	6311,2	0,402	3,5	192,5	0,136
"	"	"	"	3,5	6977,2	0,445	4	261,6	0,185
"	"	"	"	4	7408,0	0,472	4,5	329,6	0,233
"	"	"	"	4,5	7815,4	0,498	5	385,2	0,272
"	"	"	"	5	8033,8	0,512	5,5	436,4	0,308
"	"	"	"	5,5	8248,5	0,526	6,5		
"	"	"	"	6	8428,2	0,537	7,5	564,9	0,399
"	"	"	"	7	8556,9	0,545	9,5	607,5	0,429
"	"	"	"	8	8677,1	0,553	10,5	616,9	0,436
"	"	"	"	9	8680,9	0,553	11,5	617,1	0,436
"	"	"	"	10	8673,5	0,553	12,5	617,3	0,436
"	"	"	"	11	8662,5	0,553	19,5	607,1	0,429
"	"	"	"	12	8659,6	0,552	23,5	605,3	0,428

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa.s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,15% XG	0,00354	5,021	36.900	0,5	93,4	0,007	1	41,5	0,032
"	"	"	"	1	290,1	0,023	1,5	35,6	0,028
"	"	"	"	1,5	1789,1	0,141	2	28,2	0,022
"	"	"	"	2	3156,5	0,249	2,5	48,6	0,038
"	"	"	"	2,5	4170,8	0,329	3	104,5	0,082
"	"	"	"	3	4857,5	0,384	3,5	170,5	0,133
"	"	"	"	3,5	5370,1	0,424	4	237,2	0,185
"	"	"	"	4	5746,2	0,454	4,5	293,0	0,229
"	"	"	"	4,5	6016,0	0,475	5	347,3	0,271
"	"	"	"	5	6280,0	0,496	5,5	388,8	0,303
"	"	"	"	5,5	6367,8	0,503	6,5		
"	"	"	"	6	6545,0	0,517	7,5	506,8	0,396
"	"	"	"	7	6630,4	0,524	9,5	545,2	0,426
"	"	"	"	8	6702,0	0,529	10,5	553,3	0,432
"	"	"	"	9	6731,3	0,532	11,5	555,6	0,434
"	"	"	"	10	6725,3	0,531	12,5	556,5	0,434
"	"	"	"	11	6695,2	0,529	19,5	547,4	0,427
"	"	"	"	12	6682,9	0,528	23,5	544,4	0,425
"	0,00374	4,385	30.500	0,5	47,2	0,005	1	28,5	0,029
"	"	"	"	1	196,8	0,020	1,5	27,6	0,028
"	"	"	"	1,5	1287,6	0,134	2	22,9	0,023
"	"	"	"	2	2303,1	0,239	2,5	37,3	0,038
"	"	"	"	2,5	3077,4	0,320	3	81,9	0,082
"	"	"	"	3	3604,3	0,374	3,5	132,5	0,133
"	"	"	"	3,5	3993,1	0,415	4	182,1	0,183
"	"	"	"	4	4286,7	0,445	4,5	224,6	0,226
"	"	"	"	4,5	4491,9	0,467	5	264,7	0,266
"	"	"	"	5	4682,4	0,486	5,5	298,8	0,301
"	"	"	"	5,5	4755,9	0,494	6,5		
"	"	"	"	6	4864,5	0,505	7,5	387,0	0,389
"	"	"	"	7	4938,6	0,513	9,5	420,1	0,423
"	"	"	"	8	4993,5	0,519	10,5	421,9	0,425
"	"	"	"	9	5006,6	0,520	11,5	423,1	0,426
"	"	"	"	10	4987,1	0,518	12,5	424,2	0,427
"	"	"	"	11	4973,9	0,517	19,5	418,8	0,421
"	"	"	"	12	4943,1	0,513	23,5	413,0	0,416
"	0,00399	3,742	24.400	0,5	35,5	0,005	1	19,5	0,027
"	"	"	"	1	138,8	0,020	1,5	16,6	0,023
"	"	"	"	1,5	927,7	0,132	2	11,2	0,016
"	"	"	"	2	1666,3	0,237	2,5	24,4	0,034
"	"	"	"	2,5	2229,8	0,317	3	56,2	0,078
"	"	"	"	3	2612,2	0,371	3,5	94,7	0,131
"	"	"	"	3,5	2889,8	0,411	4	126,7	0,175
"	"	"	"	4	3107,9	0,442	4,5	160,3	0,222
"	"	"	"	4,5	3242,3	0,461	5	186,6	0,258
"	"	"	"	5	3378,2	0,480	5,5	210,1	0,291
"	"	"	"	5,5	3434,5	0,488	6,5		
"	"	"	"	6	3504,9	0,498	7,5	276,6	0,383
"	"	"	"	7	3532,8	0,502	9,5	295,7	0,409
"	"	"	"	8	3587,6	0,510	10,5	297,1	0,411
"	"	"	"	9	3588,0	0,510	11,5	297,4	0,412
"	"	"	"	10	3566,7	0,507	12,5	296,9	0,411
"	"	"	"	11	3556,7	0,506	19,5	292,2	0,405
"	"	"	"	12	3539,5	0,503	23,5	286,3	0,396

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_i (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($RE=1,538$)	C_p ($RE=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($RE=2$)	C_p ($RE=2$)
0,15% XG	0,004357	3,048	18.200	0,5	23,0	0,002	1	8,6	0,018
"	"	"	"	1	55,8	0,012	1,5	7,8	0,016
"	"	"	"	1,5	573,2	0,124	2	5,3	0,011
"	"	"	"	2	1071,2	0,231	2,5	14,2	0,030
"	"	"	"	2,5	1456,7	0,314	3	36,0	0,075
"	"	"	"	3	1716,3	0,370	3,5	60,4	0,125
"	"	"	"	3,5	1905,8	0,411	4	83,5	0,173
"	"	"	"	4	2050,6	0,442	4,5	104,4	0,217
"	"	"	"	4,5	2146,8	0,463	5	114,4	0,238
"	"	"	"	5	2226,4	0,480	5,5	141,1	0,293
"	"	"	"	5,5	2276,8	0,491	6,5		
"	"	"	"	6	2311,5	0,498	7,5	183,9	0,382
"	"	"	"	7	235409	0,508	9,5	194,5	0,404
"	"	"	"	8	2363,8	0,510	10,5	194,8	0,405
"	"	"	"	9	2364,8	0,510	11,5	198,2	0,412
"	"	"	"	10	2339,4	0,504	12,5	195,6	0,406
"	"	"	"	11	2327,6	0,502	19,5	189,1	0,393
"	"	"	"	12	2325,3	0,501	23,5	188,6	0,392
"	0,005078	2,245	11.500	0,5	12,6	0,005	1	3,9	0,014
"	"	"	"	1	31,6	0,012	1,5	3,7	0,014
"	"	"	"	1,5	300,0	0,118	2	2,4	0,009
"	"	"	"	2	588,5	0,232	2,5	6,3	0,023
"	"	"	"	2,5	809,7	0,319	3	17,6	0,065
"	"	"	"	3	961,4	0,378	3,5	33,8	0,124
"	"	"	"	3,5	1073,1	0,422	4	46,2	0,170
"	"	"	"	4	1146,9	0,451	4,5	59,1	0,218
"	"	"	"	4,5	1213,5	0,477	5	69,6	0,257
"	"	"	"	5	1248,4	0,491	5,5	79,4	0,293
"	"	"	"	5,5	1268,9	0,499	6,5		
"	"	"	"	6	1295,7	0,510	7,5	102,6	0,378
"	"	"	"	7	1301,2	0,512	9,5	107,6	0,397
"	"	"	"	8	1305,8	0,514	10,5	109,1	0,402
"	"	"	"	9	1305,6	0,514	11,5	109,5	0,404
"	"	"	"	10	1301,8	0,512	12,5	108,1	0,399
"	"	"	"	11	1286,0	0,506	19,5	104,5	0,385
"	"	"	"	12	1281,0	0,504	23,5	102,5	0,378
"	0,005974	1,584	6.900	0,5	-1,7	-0,001	1	0,9	0,007
"	"	"	"	1	-8,0	0,006	1,5	0,7	0,005
"	"	"	"	1,5	93,3	0,074	2	-0,04	-0,000
"	"	"	"	2	232,7	0,184	2,5	1,1	0,008
"	"	"	"	2,5	333,6	0,263	3	6,5	0,049
"	"	"	"	3	463,4	0,365	3,5	13,8	0,105
"	"	"	"	3,5	527,5	0,416	4	22,1	0,168
"	"	"	"	4	569,7	0,449	4,5	28,8	0,219
"	"	"	"	4,5	604,0	0,476	5	35,4	0,269
"	"	"	"	5	608,9	0,480	5,5	40,9	0,310
"	"	"	"	5,5	631,2	0,498	6,5		
"	"	"	"	6	643,0	0,507	7,5	52,9	0,402
"	"	"	"	7	648,9	0,512	9,5	55,6	0,422
"	"	"	"	8	657,7	0,518	10,5	56,1	0,426
"	"	"	"	9	652,9	0,515	11,5	54,7	0,415
"	"	"	"	10	643,3	0,507	12,5	54,3	0,413
"	"	"	"	11	634,8	0,500	19,5	50,7	0,385
"	"	"	"	12	633,1	0,499	23,5	50,5	0,383

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,15% XG	0,007391	1,023	3.600	0,5	-4,4	-0,008	1	0,7	0,012
"	"	"	"	1	-3,8	-0,007	1,5	0,6	0,011
"	"	"	"	1,5	-7,8	-0,015	2	0,2	0,004
"	"	"	"	2	-10,4	-0,019	2,5	-0,1	-0,002
"	"	"	"	2,5	-5,0	-0,009	3	-0,8	-0,015
"	"	"	"	3	10,6	0,020	3,5	-1,1	-0,019
"	"	"	"	3,5	42,4	0,079	4	-0,8	-0,015
"	"	"	"	4	95,2	0,178	4,5	1,2	0,022
"	"	"	"	4,5	143,5	0,268	5	4,3	0,077
"	"	"	"	5	181,4	0,339	5,5	8,1	0,145
"	"	"	"	5,5	219,1	0,409	6,5		
"	"	"	"	6	249,5	0,466	7,5	20,6	0,371
"	"	"	"	7	281,2	0,525	9,5	24,3	0,437
"	"	"	"	8	304,1	0,568	10,5	25,2	0,452
"	"	"	"	9	314,1	0,586	11,5	25,6	0,459
"	"	"	"	10	319,9	0,597	12,5	25,8	0,463
"	"	"	"	11	318,2	0,594	19,5	22,3	0,400
"	"	"	"	12	316,3	0,590	23,5	20,6	0,370
0,2% XG	0,004611	5,671	32.000	0,5	134,6	0,008	1	45,8	0,031
"	"	"	"	1	231,0	0,014	1,5	38,2	0,026
"	"	"	"	1,5	2157,0	0,134	2	28,6	0,020
"	"	"	"	2	4060,8	0,253	2,5	48,6	0,033
"	"	"	"	2,5	5505,2	0,342	3	119,0	0,078
"	"	"	"	3	6468,8	0,402	3,5	197,8	0,135
"	"	"	"	3,5	7171,8	0,446	4	277,7	0,190
"	"	"	"	4	7634,6	0,475	4,5	353,8	0,242
"	"	"	"	4,5	8051,9	0,501	5	412,1	0,282
"	"	"	"	5	8252,4	0,513	5,5	468,4	0,320
"	"	"	"	5,5	8497,8	0,528	6,5	545,9	0,373
"	"	"	"	6	8562,1	0,532	7,5	597,0	0,408
"	"	"	"	7	8660,0	0,538	9,5	642,8	0,440
"	"	"	"	8	8737,8	0,543	10,5	643,5	0,440
"	"	"	"	9	8770,3	0,545	11,5	645,0	0,441
"	"	"	"	10	8737,5	0,543	12,5	647,0	0,442
"	"	"	"	11	8715,9	0,542	19,5	635,7	0,435
"	"	"	"	12	8710,8	0,542	23,5	628,8	0,430
"	0,004872	5,06 (5,05)	27.100 (27.050)	0,5	67,8	0,005	1	35,9	0,028
"	"	"	"	1	201,9	0,081	1,5	30,0	0,023
"	"	"	"	1,5	1541,7	0,124	2	22,1	0,017
"	"	"	"	2	3019,5	0,242	2,5	38,4	0,030
"	"	"	"	2,5	4115,9	0,330	3	98,6	0,077
"	"	"	"	3	4860,8	0,389	3,5	167,9	0,130
"	"	"	"	3,5	5407,6	0,433	4	236,3	0,183
"	"	"	"	4	5755,3	0,461	4,5	299,3	0,232
"	"	"	"	4,5	6096,3	0,488	5	352,9	0,274
"	"	"	"	5	6255,8	0,501	5,5	400,7	0,311
"	"	"	"	5,5	6455,7	0,517	6,5	470,0	0,365
"	"	"	"	6	6563,0	0,526	7,5	518,0	0,402
"	"	"	"	7	6664,8	0,534	9,5	552,6	0,429
"	"	"	"	8	6705,7	0,537	10,5	559,1	0,434
"	"	"	"	9	6723,0	0,538	11,5	559,6	0,434
"	"	"	"	10	6721,7	0,538	12,5	559,6	0,434
"	"	"	"	11	6695,9	0,536	19,5	548,3	0,426
"	"	"	"	12	6660,2	0,633	23,5	545,7	0,424

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% XG	0,00515	4,414	22.300	0,5	43,1	0,004	1	24,1	0,024
"	"	"	"	1	157,7	0,016	1,5	19,9	0,020
"	"	"	"	1,5	1244,4	0,128	2	15,2	0,015
"	"	"	"	2	2332,2	0,240	2,5	28,1	0,028
"	"	"	"	2,5	3207,0	0,330	3	70,7	0,071
"	"	"	"	3	3798,2	0,390	3,5	125,1	0,126
"	"	"	"	3,5	4228,2	0,435	4	176,3	0,178
"	"	"	"	4	4506,7	0,463	4,5	226,	0,228
"	"	"	"	4,5	4758,7	0,489	5	263,5	0,266
"	"	"	"	5	4911,1	0,505	5,5	303,1	0,306
"	"	"	"	5,5	5081,4	0,522	6,5	353,7	0,357
"	"	"	"	6	5115,9	0,526	7,5	391,9	0,395
"	"	"	"	7	5187,4	0,533	9,5	412,3	0,416
"	"	"	"	8	5215,3	0,537	10,5	415,2	0,419
"	"	"	"	9	5235,1	0,538	11,5	418,5	0,422
"	"	"	"	10	5226,2	0,537	12,5	421,0	0,425
"	"	"	"	11	5193,3	0,534	19,5	410,4	0,414
"	"	"	"	12	5174,7	0,532	23,5	407,2	0,411
"	0,005567	4,02 (4,04)	19.350 (19.440)	0,5	25,2	0,004	1	14,5	0,020
"	"	"	"	1	57,0	0,008	1,5	12,9	0,018
"	"	"	"	1,5	724,0	0,104	2	7,3	0,010
"	"	"	"	2	1518,0	0,218	2,5	15,9	0,022
"	"	"	"	2,5	2142,2	0,308	3	48,4	0,068
"	"	"	"	3	2565,5	0,369	3,5	85,3	0,120
"	"	"	"	3,5	2877,4	0,414	4	122,8	0,173
"	"	"	"	4	3076,6	0,443	4,5	157,2	0,221
"	"	"	"	4,5	3261,8	0,469	5	186,1	0,262
"	"	"	"	5	3362,2	0,484	5,5	210,9	0,297
"	"	"	"	5,5	3458,9	0,498	6,5	253,5	0,356
"	"	"	"	6	3519,2	0,506	7,5	274,3	0,386
"	"	"	"	7	3569,7	0,514	9,5	293,1	0,412
"	"	"	"	8	3600,0	0,518	10,5	294,0	0,413
"	"	"	"	9	3601,9	0,518	11,5	293,5	0,413
"	"	"	"	10	3566,8	0,516	12,5	293,4	0,412
"	"	"	"	11	3580,9	0,515	19,5	285,0	0,401
"	"	"	"	12	3553,3	0,511	23,5	282,0	0,397
"	0,006166	3,010	12.700	0,5	15,3	0,003	1	8,0	0,017
"	"	"	"	1	29,1	0,006	1,5	5,5	0,012
"	"	"	"	1,5	392,9	0,087	2	3,6	0,008
"	"	"	"	2	938,7	0,207	2,5	8,0	0,017
"	"	"	"	2,5	1391,1	0,307	3	27,3	0,059
"	"	"	"	3	1686,2	0,372	3,5	53,0	0,114
"	"	"	"	3,5	1908,5	0,421	4	76,7	0,165
"	"	"	"	4	2039,3	0,450	4,5	99,9	0,215
"	"	"	"	4,5	2138,7	0,472	5	118,1	0,254
"	"	"	"	5	2240,6	0,494	5,5	137,4	0,296
"	"	"	"	5,5	2310,2	0,510	6,5	165,4	0,356
"	"	"	"	6	2348,0	0,518	7,5	179,8	0,387
"	"	"	"	7	2386,3	0,526	9,5	187,8	0,404
"	"	"	"	8	2387,5	0,527	10,5	188,8	0,406
"	"	"	"	9	2384,8	,521	11,5	189,4	0,408
"	"	"	"	10	2362,7	0,519	12,5	190,6	0,410
"	"	"	"	11	2354,7	0,515	19,5	183,7	0,396
"	"	"	"	12	2336,7	0,511	23,5	181,6	0,391

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% XG	0,006549	2,668	10.600	0,5	6,9	0,002	1		
"	"	"	"	1	-9,3	-0,003	1,5		
"	"	"	"	1,5	253,3	0,071	2		
"	"	"	"	2	663,1	0,187	2,5		
"	"	"	"	2,5	1049,5	0,296	3		
"	"	"	"	3	1264,6	0,356	3,5		
"	"	"	"	3,5	1431,8	0,403	4		
"	"	"	"	4	1557,9	0,439	4,5		
"	"	"	"	4,5	1707,8	0,481	5		
"	"	"	"	5	1742,4	0,491	5,5		
"	"	"	"	5,5	1766,2	0,498	6,5		
"	"	"	"	6	1786,8	0,503	7,5		
"	"	"	"	7	1814,8	0,511	9,5		
"	"	"	"	8	1817,7	0,512	10,5		
"	"	"	"	9	1818,1	0,512	11,5		
"	"	"	"	10	1801,3	0,508	12,5		
"	"	"	"	11	1797,5	0,506	19,5		
"	"	"	"	12	1768,7	0,498	23,5		
"	0,00707	2,282	8.400	0,5	-1,2	-0,001	1	2,4	0,009
"	"	"	"	1	-8,5	-0,003	1,5	2,6	0,009
"	"	"	"	1,5	138,5	0,053	2	-0,4	-0,001
"	"	"	"	2	455,5	0,174	2,5	-0,3	-0,001
"	"	"	"	2,5	722,0	0,276	3	12,0	0,042
"	"	"	"	3	912,6	0,349	3,5	25,2	0,089
"	"	"	"	3,5	1079,3	0,413	4	41,2	0,146
"	"	"	"	4	1159,0	0,442	4,5	57,1	0,202
"	"	"	"	4,5	1221,5	0,467	5	70,3	0,248
"	"	"	"	5	1277,7	0,488	5,5	82,7	0,292
"	"	"	"	5,5	1296,3	0,495	6,5	101,1	0,357
"	"	"	"	6	1320,3	0,505	7,5	110,6	0,391
"	"	"	"	7	1332,4	0,509	9,5	119,9	0,423
"	"	"	"	8	1346,1	0,514	10,5	118,1	0,417
"	"	"	"	9	1327,7	0,507	11,5	117,1	0,413
"	"	"	"	10	1323,5	0,506	12,5	117,1	0,413
"	"	"	"	11	1312,0	0,501	19,5	116,5	0,411
"	"	"	"	12	1296,2	0,495	23,5	111,1	0,392
"	0,007825	1,895	6.300	0,5	12,3	0,007	1	0,8	0,005
"	"	"	"	1	-1,4	-0,001	1,5	-1,9	-0,010
"	"	"	"	1,5	57,7	0,033	2	-1,4	-0,007
"	"	"	"	2	178,8	0,101	2,5	-1,1	-0,006
"	"	"	"	2,5	376,5	0,213	3	3,6	0,019
"	"	"	"	3	568,2	0,321	3,5	8,5	0,045
"	"	"	"	3,5	643,4	0,364	4	16,4	0,087
"	"	"	"	4	789,2	0,446	4,5	26,9	0,143
"	"	"	"	4,5	827,0	0,467	5	37,5	0,199
"	"	"	"	5	834,6	0,472	5,5	48,3	0,256
"	"	"	"	5,5	851,2	0,482	6,5	64,4	0,342
"	"	"	"	6	869,8	0,492	7,5	73,5	0,390
"	"	"	"	7	881,1	0,498	9,5	78,9	0,418
"	"	"	"	8	879,6	0,498	10,5	78,5	0,416
"	"	"	"	9	877,1	0,496	11,5	82,4	0,437
"	"	"	"	10	871,5	0,493	12,5	78,1	0,414
"	"	"	"	11	861,7	0,486	19,5	72,7	0,386
"	"	"	"	12	843,2	0,482	23,5	71,8	0,381

Tabela B.2 Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_I (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% XG	0,008816	1,491	4.400	0,5	10,2	0,009	1	0,6	0,005
"	"	"	"	1	4,4	0,004	1,5	-0,04	0,000
"	"	"	"	1,5	12,4	0,011	2	0,1	0,001
"	"	"	"	2	28,9	0,026	2,5	-1,2	-0,010
"	"	"	"	2,5	73,0	0,065	3	-1,7	-0,015
"	"	"	"	3	180,0	0,160	3,5	-2,4	-0,021
"	"	"	"	3,5	297,0	0,263	4	-0,7	-0,006
"	"	"	"	4	430,3	0,381	4,5	3,9	0,033
"	"	"	"	4,5	469,6	0,416	5	11,5	0,098
"	"	"	"	5	493,7	0,437	5,5	20,6	0,175
"	"	"	"	5,5	529,0	0,469	6,5	35,5	0,302
"	"	"	"	6	534,5	0,473	7,5	45,0	0,383
"	"	"	"	7	571,1	0,506	9,5	52,8	0,449
"	"	"	"	8	615,6	0,545	10,5	53,4	0,455
"	"	"	"	9	629,4	0,558	11,5	53,5	0,456
"	"	"	"	10	627,5	0,556	12,5	53,4	0,454
"	"	"	"	11	623,8	0,553	19,5	50,5	0,429
"	"	"	"	12	617,5	0,547	23,5	48,7	0,414
"	0,00990	1,217	3.200	0,5	11,2	0,010	1	-0,8	-0,010
"	"	"	"	1	-7,9	-0,011	1,5	-1,4	-0,018
"	"	"	"	1,5	11,6	0,016	2	-1,6	-0,019
"	"	"	"	2	18,5	0,025	2,5	-1,9	-0,024
"	"	"	"	2,5	13,5	0,018	3	-2,3	-0,029
"	"	"	"	3	8,8	0,012	3,5	-2,3	-0,029
"	"	"	"	3,5	2,2	0,003	4	-0,9	-0,011
"	"	"	"	4	33,2	0,045	4,5	3,0	0,037
"	"	"	"	4,5	98,5	0,133	5	7,4	0,093
"	"	"	"	5	193,8	0,262	5,5	11,3	0,142
"	"	"	"	5,5	254,1	0,343	6,5	21,7	0,273
"	"	"	"	6	309,5	0,418	7,5	30,7	0,386
"	"	"	"	7	379,1	0,513	9,5	35,3	0,444
"	"	"	"	8	418,1	0,566	10,5	35,4	0,445
"	"	"	"	9	431,4	0,584	11,5	35,9	0,451
"	"	"	"	10	443,5	0,600	12,5	35,4	0,445
"	"	"	"	11	435,0	0,589	19,5	32,0	0,403
"	"	"	"	12	429,8	0,582	23,5	30,4	0,382

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% XG	0,0107	1,069	2.600	0,5	3,4	0,006	1	-0,8	-0,001
"	"	"	"	1	4,0	0,007	1,5	-0,4	0,000
"	"	"	"	1,5	11,0	0,020	2	-0,6	0,000
"	"	"	"	2	9,7	0,017	2,5	-1,0	-0,001
"	"	"	"	2,5	8,4	0,015	3	-1,8	-0,001
"	"	"	"	3	4,8	0,009	3,5	-1,9	-0,001
"	"	"	"	3,5	7,1	0,013	4	-1,9	-0,001
"	"	"	"	4	12,3	0,022	4,5	-0,7	0,000
"	"	"	"	4,5	39,9	0,071	5	3,3	0,002
"	"	"	"	5	84,2	0,151	5,5	5,5	0,004
"	"	"	"	5,5	122,0	0,219	6,5	10,5	0,007
"	"	"	"	6	164,6	0,295	7,5	13,7	0,009
"	"	"	"	7	227,4	0,407	9,5	16,2	0,011
"	"	"	"	8	273,6	0,490	10,5	18,4	0,012
"	"	"	"	9	308,9	0,553	11,5	19,2	0,013
"	"	"	"	10	315,9	0,566	12,5	20,0	0,013
"	"	"	"	11	311,6	0,558	19,5	20,2	0,014
"	"	"	"	12	310,6	0,556	23,5	19,6	0,013
0,25% XG	0,005934	5,655	24.800	0,5	130,6	0,008	1	46,8	0,031
"	"	"	"	1	159,9	0,010	1,5	39,5	0,027
"	"	"	"	1,5	2028,9	0,126	2	29,5	0,020
"	"	"	"	2	3967,4	0,247	2,5	42,6	0,029
"	"	"	"	2,5	5454,3	0,339	3	110,5	0,074
"	"	"	"	3	6467,9	0,402	3,5	199,4	0,134
"	"	"	"	3,5	4203,8	0,448	4	277,3	0,186
"	"	"	"	4	7710,4	0,480	4,5	355,7	0,239
"	"	"	"	4,5	8066,2	0,502	5	420,2	0,282
"	"	"	"	5	8389,0	0,522	5,5	476,7	0,320
"	"	"	"	5,5	8591,0	0,535	6,5	562,5	0,377
"	"	"	"	6	8715,6	0,542	7,5	619,7	0,416
"	"	"	"	7	8826,6	0,549	9,5	656,4	0,440
"	"	"	"	8	8951,8	0,557	10,5	662,8	0,444
"	"	"	"	9	8961,4	0,558	11,5	663,7	0,445
"	"	"	"	10	8947,0	0,557	12,5	661,8	0,444
"	"	"	"	11	8932,8	0,556	19,5	649,5	0,436
"	"	"	"	12	8979,8	0,552	23,5	643,3	0,431
"	0,00628	5,043	20.900	0,5	69,6	0,006	1	36,2	0,028
"	"	"	"	1	105,5	0,008	1,5	30,5	0,023
"	"	"	"	1,5	1479,8	0,116	2	23,0	0,018
"	"	"	"	2	2941,1	0,231	2,5	36,0	0,028
"	"	"	"	2,5	4071,9	0,320	3	93,3	0,072
"	"	"	"	3	4819,9	0,379	3,5	168,3	0,129
"	"	"	"	3,5	5411,1	0,425	4	237,2	0,182
"	"	"	"	4	5808,9	0,456	4,5	301,9	0,232
"	"	"	"	4,5	6059,2	0,476	5	358,3	0,275
"	"	"	"	5	6350,5	0,499	5,5	410,6	0,316
"	"	"	"	5,5	6480,9	0,509	6,5	484,6	0,373
"	"	"	"	6	6587,4	0,418	7,5	532,1	0,409
"	"	"	"	7	6678,3	0,525	9,5	567,6	0,436
"	"	"	"	8	6748,3	0,530	10,5	568,8	0,437
"	"	"	"	9	6759,8	0,531	11,5	570,6	0,439
"	"	"	"	10	6758,6	0,531	12,5	569,1	0,438
"	"	"	"	11	6714,5	0,528	19,5	559,0	0,430
"	"	"	"	12	6681,7	0,525	23,5	549,9	0,423

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,25% XG	0,006629	4,432	17.400	0,5	45,5	0,004	1	25,2	0,025
"	"	"	"	1	36,7	0,004	1,5	23,2	0,023
"	"	"	"	1,5	1000,6	0,102	2	15,6	0,016
"	"	"	"	2	2137,6	0,217	2,5	22,1	0,022
"	"	"	"	2,5	2961,7	0,301	3	66,1	0,066
"	"	"	"	3	3570,4	0,363	3,5	120,6	0,121
"	"	"	"	3,5	4037,5	0,410	4	175,9	0,176
"	"	"	"	4	4316,5	0,438	4,5	224,8	0,225
"	"	"	"	4,5	4520,6	0,459	5	268,1	0,268
"	"	"	"	5	4783,3	0,486	5,5	305,7	0,305
"	"	"	"	5,5	4890,7	0,497	6,5	364,6	0,364
"	"	"	"	6	4976,1	0,505	7,5	399,8	0,399
"	"	"	"	7	5044,3	0,512	9,5	420,8	0,420
"	"	"	"	8	5091,4	0,517	10,5	426,0	0,426
"	"	"	"	9	5095,7	0,517	11,5	425,2	0,425
"	"	"	"	10	5080,9	0,516	12,5	425,2	0,425
"	"	"	"	11	5077,4	0,515	19,5	418,8	0,418
"	"	"	"	12	5044,0	0,512	23,5	410,8	0,410
"	0,007451	3,722	13.000	0,5	23,7	0,003	1	11,5	0,016
"	"	"	"	1	-16,5	-0,002	1,5	9,4	0,013
"	"	"	"	1,5	625,1	0,090	2	6,7	0,009
"	"	"	"	2	1425,5	0,205	2,5	8,3	0,012
"	"	"	"	2,5	2018,5	0,291	3	36,5	0,051
"	"	"	"	3	2495,4	0,359	3,5	74,3	0,105
"	"	"	"	3,5	2824,4	0,407	4	113,7	0,160
"	"	"	"	4	3053,3	0,440	4,5	149,5	0,210
"	"	"	"	4,5	3175,2	0,457	5	182,1	0,256
"	"	"	"	5	3358,1	0,483	5,5	207,4	0,292
"	"	"	"	5,5	3439,8	0,495	6,5	251,5	0,354
"	"	"	"	6	3493,4	0,503	7,5	276,6	0,389
"	"	"	"	7	3547,9	0,511	9,5	291,3	0,410
"	"	"	"	8	3572,0	0,514	10,5	294,6	0,415
"	"	"	"	9	3575,1	0,515	11,5	294,7	0,415
"	"	"	"	10	3558,3	0,512	12,5	294,3	0,414
"	"	"	"	11	3556,3	0,512	19,5	286,0	0,403
"	"	"	"	12	3537,4	0,509	23,5	282,8	0,398
"	0,007847	3,015	10.000	0,5	7,1	0,002	1	7,7	0,016
"	"	"	"	1	7,2	0,002	1,5	6,3	0,013
"	"	"	"	1,5	435,5	0,096	2	1,9	0,004
"	"	"	"	2	959,8	0,211	2,5	3,5	0,008
"	"	"	"	2,5	1366,5	0,300	3	18,0	0,038
"	"	"	"	3	1649,5	0,362	3,5	42,4	0,091
"	"	"	"	3,5	1863,1	0,409	4	70,7	0,151
"	"	"	"	4	1989,2	0,436	4,5	92,2	0,197
"	"	"	"	4,5	2107,3	0,462	5	115,4	0,247
"	"	"	"	5	2231,8	0,490	5,5	136,1	0,291
"	"	"	"	5,5	2290,2	0,502	6,5	166,3	0,356
"	"	"	"	6	2315,5	0,508	7,5	183,5	0,393
"	"	"	"	7	2345,7	0,515	9,5	194,3	0,416
"	"	"	"	8	2374,3	0,521	10,5	195,2	0,418
"	"	"	"	9	2378,3	0,522	11,5	195,2	0,418
"	"	"	"	10	2342,8	0,514	12,5	194,7	0,416
"	"	"	"	11	2334,3	0,512	19,5	187,0	0,400
"	"	"	"	12	2315,6	0,508	23,5	184,3	0,394

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,25% XG	0,00911	2,450	7.000	0,5	6,9	0,002	1	3,2	0,010
"	"	"	"	1	-11,27	-0,004	1,5	2,5	0,008
"	"	"	"	1,5	116,6	0,039	2	1,3	0,004
"	"	"	"	2	403,4	0,134	2,5	0,4	0,001
"	"	"	"	2,5	731,7	0,243	3	6,7	0,022
"	"	"	"	3	968,5	0,322	3,5	21,6	0,070
"	"	"	"	3,5	1148,5	0,381	4	39,6	0,128
"	"	"	"	4	1280,5	0,425	4,5	52,4	0,169
"	"	"	"	4,5	1368,8	0,455	5	72,9	0,236
"	"	"	"	5	1419,6	0,472	5,5	87,6	0,283
"	"	"	"	5,5	1432,2	0,476	6,5	109,0	0,352
"	"	"	"	6	1454,0	0,483	7,5	121,5	0,393
"	"	"	"	7	1488,4	0,494	9,5	123,9	0,401
"	"	"	"	8	11503,1	0,499	10,5	124,0	0,401
"	"	"	"	9	1501,2	0,499	11,5	124,0	0,401
"	"	"	"	10	1488,7	0,494	12,5	122,2	0,395
"	"	"	"	11	1476,7	0,490	19,5	115,8	0,374
"	"	"	"	12	1464,4	0,486	23,5	114,3	0,369
"	0,010197	1,960	5.000	0,5	-13,3	-0,007	1	1,8	0,009
"	"	"	"	1	-7,8	-0,004	1,5	1,5	0,007
"	"	"	"	1,5	30,9	0,016	2	1,0	0,005
"	"	"	"	2	152,0	0,079	2,5	1,0	0,005
"	"	"	"	2,5	312,6	0,163	3	2,4	0,012
"	"	"	"	3	496,0	0,258	3,5	7,9	0,039
"	"	"	"	3,5	667,9	0,347	4	16,7	0,083
"	"	"	"	4	779,4	0,405	4,5	31,7	0,157
"	"	"	"	4,5	869,5	0,452	5	41,4	0,205
"	"	"	"	5	926,3	0,481	5,5	51,4	0,255
"	"	"	"	5,5	933,3	0,485	6,5	68,5	0,340
"	"	"	"	6	973,1	0,506	7,5	78,5	0,389
"	"	"	"	7	1031,0	0,536	9,5	84,2	0,417
"	"	"	"	8	1042,4	0,542	10,5	85,4	0,423
"	"	"	"	9	1034,7	0,538	11,5	86,0	0,426
"	"	"	"	10	1031,9	0,536	12,5	85,4	0,423
"	"	"	"	11	1012,9	0,526	19,5	79,3	0,393
"	"	"	"	12	1006,2	0,523	23,5	77,0	0,382
"	0,01260	1,356	2.800	0,5	6,9	0,008	1	0,1	0,001
"	"	"	"	1	1,9	0,002	1,5	0	0,000
"	"	"	"	1,5	-15,7	-0,017	2	-0,1	-0,001
"	"	"	"	2	-27,6	-0,030	2,5	-0,1	-0,001
"	"	"	"	2,5	-13,3	-0,014	3	-0,2	-0,002
"	"	"	"	3	-1,0	-0,001	3,5	-0,5	-0,005
"	"	"	"	3,5	94,7	0,103	4	-0,5	-0,005
"	"	"	"	4	149,2	0,162	4,5	0,6	0,007
"	"	"	"	4,5	287,9	0,313	5	3,2	0,034
"	"	"	"	5	345,7	0,375	5,5	11,7	0,123
"	"	"	"	5,5	382,9	0,416	6,5	25,3	0,264
"	"	"	"	6	429,9	0,467	7,5	33,2	0,347
"	"	"	"	7	489,0	0,531	9,5	37,9	0,397
"	"	"	"	8	523,1	0,565	10,5	41,8	0,437
"	"	"	"	9	530,3	0,576	11,5	42,6	0,445
"	"	"	"	10	528,9	0,574	12,5	43,0	0,450
"	"	"	"	11	524,6	0,569	19,5	40,0	0,418
"	"	"	"	12	520,8	0,565	23,5	37,1	0,388

Tabela B.2- Características integrais do escoamento das soluções de XG.

Solução	$\eta(\text{Pa.s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,25% XG	0,01414	1,087	2.000	0,5	-17,7	-0,030	1	-0,03	0,000
“	“	“	“	1	-30,2	-0,051	1,5	-0,1	-0,001
“	“	“	“	1,5	-32,4	-0,055	2	-0,1	-0,001
“	“	“	“	2	-38,1	-0,065	2,5	-0,1	-0,002
“	“	“	“	2,5	-42,1	-0,071	3	-0,2	-0,003
“	“	“	“	3	-49,1	-0,083	3,5	-1,0	-0,016
“	“	“	“	3,5	-44,0	-0,074	4	-1,2	-0,019
“	“	“	“	4	-15,0	-0,025	4,5	-1,6	-0,027
“	“	“	“	4,5	31,4	0,056	5	-0,8	-0,013
“	“	“	“	5	73,8	0,130	5,5	1,4	0,023
“	“	“	“	5,5	109,3	0,198	6,5	7,2	0,120
“	“	“	“	6	158,3	0,267	7,5	14,6	0,242
“	“	“	“	7	187,6	0,350	9,5	19,2	0,318
“	“	“	“	8	249,7	0,422	10,5	23,6	0,391
“	“	“	“	9	285,9	0,483	11,5	26,7	0,441
“	“	“	“	10	319,4	0,540	12,5	26,9	0,445
“	“	“	“	11	325,8	0,550	19,5	23,9	0,396
“	“	“	“	12	323,4	0,546	23,5	22,8	0,377

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa)	C_p	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% CMC	0,00211	5,052	62.300	0,5	67,3	0,005	1	46,8	0,036
"	"	"	"	1	270,7	0,021	1,5	42,8	0,033
"	"	"	"	1,5	1806,2	0,141	2	31,6	0,024
"	"	"	"	2	3249,1	0,253	2,5	51,0	0,039
"	"	"	"	2,5	4306,9	0,336	3	110,9	0,085
"	"	"	"	3	5010,1	0,390	3,5	185,4	0,142
"	"	"	"	3,5	5527,7	0,431	4	260,6	0,199
"	"	"	"	4	5887,9	0,459	4,5	326,5	0,249
"	"	"	"	4,5	6173,3	0,481	5	382,2	0,292
"	"	"	"	5	6364,7	0,496	5,5	429,7	0,328
"	"	"	"	5,5	6504,0	0,507	6,5	500,6	0,382
"	"	"	"	6	6621,5	0,516	7,5	548,3	0,419
"	"	"	"	7	6708,8	0,523	9,5	576,0	0,440
"	"	"	"	8	6768,1	0,529	10,5	583,2	0,446
"	"	"	"	9	6799,1	0,530	11,5	582,0	0,445
"	"	"	"	10	6761,5	0,527	12,5	581,2	0,444
"	"	"	"	11	6758,7	0,527	19,5	572,6	0,437
"	"	"	"	12	6719,6	0,524	23,5	562,1	0,429
"	0,00219	4,630	55.000	0,5	54,0	0,01	1	31,8	0,029
"	"	"	"	1	210,0	0,026	1,5	26,7	0,024
"	"	"	"	1,5	1531,8	0,142	2	17,8	0,016
"	"	"	"	2	2716,1	0,252	2,5	33,5	0,030
"	"	"	"	2,5	3570,2	0,331	3	84,3	0,076
"	"	"	"	3	4161,2	0,386	3,5	146,3	0,133
"	"	"	"	3,5	4581,4	0,425	4	204,7	0,186
"	"	"	"	4	4880,4	0,453	4,5	261,4	0,237
"	"	"	"	4,5	5112,3	0,475	5	310,9	0,282
"	"	"	"	5	5266,5	0,489	5,5	348,2	0,316
"	"	"	"	5,5	5383,2	0,500	6,5	406,8	0,369
"	"	"	"	6	5495,8	0,510	7,5	445,1	0,404
"	"	"	"	7	5565,1	0,517	9,5	470,9	0,427
"	"	"	"	8	5609,0	0,521	10,5	475,5	0,431
"	"	"	"	9	5624,2	0,522	11,5	474,6	0,430
"	"	"	"	10	5607,2	0,520	12,5	474,2	0,430
"	"	"	"	11	5605,3	0,520	19,5	464,4	0,421
"	"	"	"	12	5552,7	0,515	23,5	462,3	0,419
"	0,00247	4,082	43.000	0,5	41,6	0,005	1	21,4	0,025
"	"	"	"	1	157,4	0,019	1,5	17,9	0,021
"	"	"	"	1,5	1128,5	0,136	2	11,8	0,014
"	"	"	"	2	2031,3	0,244	2,5	24,8	0,029
"	"	"	"	2,5	2664,5	0,320	3	63,1	0,075
"	"	"	"	3	3116,0	0,374	3,5	111,6	0,132
"	"	"	"	3,5	3436,8	0,413	4	154,8	0,183
"	"	"	"	4	3665,3	0,440	4,5	199,1	0,235
"	"	"	"	4,5	3845,3	0,462	5	231,9	0,274
"	"	"	"	5	3956,0	0,475	5,5	261,2	0,308
"	"	"	"	5,5	4051,1	0,487	6,5	309,6	0,365
"	"	"	"	6	4138,5	0,497	7,5	342,7	0,404
"	"	"	"	7	4182,0	0,502	9,5	353,9	0,418
"	"	"	"	8	4211,7	0,506	10,5	354,2	0,418
"	"	"	"	9	4218,4	0,507	11,5	356,2	0,420
"	"	"	"	10	4199,7	0,504	12,5	354,7	0,419
"	"	"	"	11	4182,2	0,502	19,5	349,1	0,412
"	"	"	"	12	4163,0	0,500	23,5	343,7	0,406

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa)	C_p	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% CMC	0,00267	3,510	34.200	0,5	8,4	0,001	1	14,9	0,024
"	"	"	"	1	105,5	0,017	1,5	10,4	0,017
"	"	"	"	1,5	822,2	0,133	2	6,7	0,011
"	"	"	"	2	1481,5	0,240	2,5	15,6	0,025
"	"	"	"	2,5	1964,8	0,318	3	43,7	0,069
"	"	"	"	3	2294,0	0,372	3,5	79,1	0,126
"	"	"	"	3,5	2530,0	0,410	4	114,5	0,182
"	"	"	"	4	2696,1	0,437	4,5	143,2	0,228
"	"	"	"	4,5	2828,6	0,458	5	168,5	0,268
"	"	"	"	5	2908,6	0,471	5,5	192,2	0,306
"	"	"	"	5,5	2971,7	0,482	6,5	227,9	0,362
"	"	"	"	6	3035,2	0,492	7,5	242,4	0,385
"	"	"	"	7	3062,6	0,496	9,5	258,6	0,411
"	"	"	"	8	3085,3	0,500	10,5	259,4	0,412
"	"	"	"	9	3089,8	0,501	11,5	260,2	0,414
"	"	"	"	10	3075,4	0,498	12,5	260,1	0,413
"	"	"	"	11	3064,9	0,497	19,5	252,6	0,401
"	"	"	"	12	3035,1	0,492	23,5	250,5	0,398
"	0,00291	3,054	27.300	0,5	9,3	0,002	1		
"	"	"	"	1	83,7	0,018	1,5		
"	"	"	"	1,5	615,9	0,132	2		
"	"	"	"	2	1116,2	0,239	2,5		
"	"	"	"	2,5	1485,8	0,318	3		
"	"	"	"	3	1741,2	0,373	3,5		
"	"	"	"	3,5	1925,0	0,412	4		
"	"	"	"	4	2055,0	0,440	4,5		
"	"	"	"	4,5	2146,8	0,460	5		
"	"	"	"	5	2212,9	0,474	5,5		
"	"	"	"	5,5	2257,6	0,484	6,5		
"	"	"	"	6	2281,7	0,489	7,5		
"	"	"	"	7	2300,1	0,493	9,5		
"	"	"	"	8	2320,3	0,497	10,5		
"	"	"	"	9	2316,9	0,496	11,5		
"	"	"	"	10	2303,7	0,494	12,5		
"	"	"	"	11	2301,3	0,493	19,5		
"	"	"	"	12	2269,7	0,486	23,5		
"	0,00367	2,257	16.000	0,5	-0,03	-0,00001	1	4,7	0,018
"	"	"	"	1	38,2	0,015	1,5	4,2	0,016
"	"	"	"	1,5	350,4	0,137	2	2,4	0,009
"	"	"	"	2	631,1	0,247	2,5	5,0	0,019
"	"	"	"	2,5	836,5	0,328	3	16,8	0,065
"	"	"	"	3	977,6	0,383	3,5	32,3	0,125
"	"	"	"	3,5	1079,8	0,423	4	45,9	0,177
"	"	"	"	4	1139,4	0,446	4,5	58,9	0,228
"	"	"	"	4,5	1183,2	0,464	5	68,7	0,266
"	"	"	"	5	1208,3	0,473	5,5	78,3	0,303
"	"	"	"	5,5	1246,8	0,489	6,5	93,3	0,361
"	"	"	"	6	1266,3	0,496	7,5	101,2	0,391
"	"	"	"	7	1274,7	0,499	9,5	105,9	0,409
"	"	"	"	8	1282,8	0,503	10,5	106,4	0,411
"	"	"	"	9	1271,8	0,498	11,5	107,4	0,415
"	"	"	"	10	1261,8	0,494	12,5	106,0	0,410
"	"	"	"	11	1251,7	0,490	19,5	102,1	0,395
"	"	"	"	12	1237,8	0,485	23,5	100,5	0,388

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa)	C_p	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% CMC	0,00395	1,716	11.300	0,5	-4,7	-0,003	1	1,7	0,011
"	"	"	"	1	19,6	0,013	1,5	1,4	0,009
"	"	"	"	1,5	197,3	0,134	2	-0,1	-0,001
"	"	"	"	2	362,9	0,246	2,5	1,6	0,011
"	"	"	"	2,5	479,1	0,325	3	8,8	0,058
"	"	"	"	3	572,6	0,388	3,5	17,3	0,114
"	"	"	"	3,5	625,5	0,424	4	26,0	0,172
"	"	"	"	4	661,7	0,448	4,5	33,9	0,225
"	"	"	"	4,5	679,4	0,460	5	40,7	0,269
"	"	"	"	5	691,4	0,468	5,5	46,4	0,307
"	"	"	"	5,5	732,1	0,496	6,5	55,0	0,364
"	"	"	"	6	744,6	0,504	7,5	59,6	0,395
"	"	"	"	7	746,3	0,506	9,5	62,2	0,411
"	"	"	"	8	746,7	0,506	10,5	62,3	0,412
"	"	"	"	9	740,3	0,501	11,5	61,9	0,409
"	"	"	"	10	754,5	0,491	12,5	61,9	0,409
"	"	"	"	11	723,0	0,490	19,5	59,4	0,393
"	"	"	"	12	713,8	0,484	23,5	58,3	0,385
"	0,00573	1,123	5.100	0,5	-3,6	-0,006	1	-0,1	-0,001
"	"	"	"	1	-2,3	-0,004	1,5	-0,3	-0,005
"	"	"	"	1,5	68,9	0,109	2	-0,6	-0,010
"	"	"	"	2	148,1	0,235	2,5	-0,3	-0,005
"	"	"	"	2,5	210,3	0,333	3	2,8	0,044
"	"	"	"	3	250,9	0,397	3,5	6,6	0,101
"	"	"	"	3,5	280,0	0,444	4	10,6	0,164
"	"	"	"	4	297,6	0,471	4,5	14,9	0,230
"	"	"	"	4,5	309,4	0,490	5	17,6	0,270
"	"	"	"	5	313,1	0,496	5,5	20,1	0,309
"	"	"	"	5,5	317,5	0,503	6,5	24,0	0,369
"	"	"	"	6	323,9	0,513	7,5	25,8	0,396
"	"	"	"	7	322,7	0,511	9,5	26,4	0,405
"	"	"	"	8	319,4	0,506	10,5	26,9	0,414
"	"	"	"	9	313,7	0,497	11,5	26,5	0,408
"	"	"	"	10	305,2	0,483	12,5	26,6	0,408
"	"	"	"	11	302,2	0,479	19,5	24,8	0,380
"	"	"	"	12	297,1	0,471	23,5	24,1	0,370
0,2% CMC	0,00459	5,113	29.000	0,5	84,5	0,007	1	24,6	0,020
"	"	"	"	1	-89,1	-0,007	1,5	20,6	0,017
"	"	"	"	1,5	414,4	0,032	2	10,9	0,009
"	"	"	"	2	1772,6	0,138	2,5	9,0	0,007
"	"	"	"	2,5	3173,4	0,247	3	37,4	0,030
"	"	"	"	3	4315,7	0,335	3,5	106,4	0,086
"	"	"	"	3,5	5183,6	0,403	4	183,6	0,149
"	"	"	"	4	5795,7	0,450	4,5	267,6	0,216
"	"	"	"	4,5	5964,2	0,464	5	336,1	0,272
"	"	"	"	5	6163,3	0,479	5,5	395,4	0,320
"	"	"	"	5,5	6423,1	0,499	6,5	488,6	0,395
"	"	"	"	6	6642,6	0,516	7,5	542,1	0,438
"	"	"	"	7	6688,2	0,520	9,5	577,1	0,466
"	"	"	"	8	6793,2	0,528	10,5	580,0	0,469
"	"	"	"	9	6755,6	0,525	11,5	580,0	0,469
"	"	"	"	10	6713,7	0,522	12,5	578,3	0,468
"	"	"	"	11	6687,3	0,520	19,5	561,9	0,454
"	"	"	"	12	6638,8	0,516	23,5	555,4	0,449

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$	C_p	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% CMC	0,00524	4,428	22.000	0,5	45,8	0,005	1	17,1	0,017
"	"	"	"	1	-71,1	-0,007	1,5	15,0	0,015
"	"	"	"	1,5	242,4	0,025	2	9,1	0,009
"	"	"	"	2	1205,2	0,123	2,5	4,1	0,004
"	"	"	"	2,5	2252,7	0,229	3	24,8	0,025
"	"	"	"	3	3123,1	0,318	3,5	73,5	0,073
"	"	"	"	3,5	3804,6	0,388	4	135,6	0,135
"	"	"	"	4	4279,2	0,436	4,5	195,6	0,195
"	"	"	"	4,5	4583,0	0,467	5	249,6	0,248
"	"	"	"	5	4887,5	0,498	5,5	296,8	0,296
"	"	"	"	5,5	5104,2	0,520	6,5	367,0	0,366
"	"	"	"	6	5235,2	0,533	7,5	410,3	0,409
"	"	"	"	7	5309,5	0,541	9,5	434,6	0,433
"	"	"	"	8	5405,5	0,551	10,5	437,0	0,436
"	"	"	"	9	5318,4	0,542	11,5	435,0	0,434
"	"	"	"	10	5256,2	0,535	12,5	434,7	0,433
"	"	"	"	11	5240,9	0,534	19,5	421,6	0,420
"	"	"	"	12	5198,6	0,529	23,5	417,0	0,416
"	0,00572	4,087	18.600	0,5	25,5	0,001	1	12,9	0,016
"	"	"	"	1	-98,4	-0,013	1,5	10,9	0,014
"	"	"	"	1,5	118,5	0,015	2	3,2	0,004
"	"	"	"	2	814,7	0,105	2,5	1,7	0,002
"	"	"	"	2,5	1662,7	0,208	3	18,3	0,023
"	"	"	"	3	2328,7	0,299	3,5	55,7	0,070
"	"	"	"	3,5	2874,2	0,369	4	102,1	0,128
"	"	"	"	4	3256,3	0,418	4,5	152,0	0,190
"	"	"	"	4,5	3515,3	0,451	5	193,2	0,241
"	"	"	"	5	3747,4	0,481	5,5	231,6	0,289
"	"	"	"	5,5	3938,3	0,505	6,5	288,2	0,360
"	"	"	"	6	4068,3	0,522	7,5	321,1	0,401
"	"	"	"	7	4172,2	0,535	9,5	342,2	0,427
"	"	"	"	8	4177,2	0,536	10,5	346,0	0,432
"	"	"	"	9	4151,6	0,533	11,5	344,4	0,430
"	"	"	"	10	4110,9	0,528	12,5	344,1	0,430
"	"	"	"	11	4087,9	0,525	19,5	333,1	0,416
"	"	"	"	12	4010,0	0,515	23,5	327,9	0,410
0,2% CMC	0,00599	3,014	13.100	0,5	22,1	0,006	1	6,7	0,015
"	"	"	"	1	-24,1	-0,005	1,5	5,1	0,011
"	"	"	"	1,5	43,8	0,01	2	-0,1	-0,001
"	"	"	"	2	350,8	0,078	2,5	-0,2	-0,001
"	"	"	"	2,5	808,6	0,179	3	5,1	0,011
"	"	"	"	3	1251,1	0,276	3,5	25,5	0,056
"	"	"	"	3,5	1597,1	0,353	4	49,9	0,110
"	"	"	"	4	1850,5	0,409	4,5	78,8	0,173
"	"	"	"	4,5	2020,5	0,446	5	103,7	0,228
"	"	"	"	5	2177,3	0,481	5,5	126,7	0,279
"	"	"	"	5,5	2304,1	0,509	6,5	160,4	0,353
"	"	"	"	6	2404,5	0,531	7,5	180,8	0,398
"	"	"	"	7	2446,6	0,540	9,5	193,4	0,426
"	"	"	"	8	2458,1	0,543	10,5	192,5	0,424
"	"	"	"	9	2424,2	0,535	11,5	190,9	0,420
"	"	"	"	10	2404,0	0,531	12,5	189,7	0,418
"	"	"	"	11	2320,9	0,513	19,5	184,6	0,406
"	"	"	"	12	2290,2	0,506	23,5	179,8	0,396

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$	C_p	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% CMC	0,00792	2,373	7.800	0,5	2,1	0,001			
“	“	“	“	1	-28,0	-0,010			
“	“	“	“	1,5	68,8	0,025			
“	“	“	“	2	336,3	0,121			
“	“	“	“	2,5	632,6	0,227			
“	“	“	“	3	684,6	0,317			
“	“	“	“	3,5	1071,0	0,384			
“	“	“	“	4	1218,8	0,437			
“	“	“	“	4,5	1316,2	0,472			
“	“	“	“	5	1361,2	0,488			
“	“	“	“	5,5	1417,1	0,508			
“	“	“	“	6	1450,4	0,520			
“	“	“	“	7	1466,8	0,526			
“	“	“	“	8	1462,7	0,525			
“	“	“	“	9	1442,5	0,518			
“	“	“	“	10	1434,7	0,515			
“	“	“	“	11	1412,6	0,507			
“	“	“	“	12	1386,6	0,497			
“	0,0089	2,256	6.600				1	2,2	0,008
“	“	“	“				1,5	2,1	0,008
“	“	“	“				2	1,3	0,005
“	“	“	“				2,5	0,8	0,003
“	“	“	“				3	-0,6	-0,002
“	“	“	“				3,5	-1,0	-0,004
“	“	“	“				4	-0,1	-0,001
“	“	“	“				4,5	5,6	0,021
“	“	“	“				5	8,3	0,032
“	“	“	“				5,5	30,5	0,117
“	“	“	“				6,5	62,0	0,239
“	“	“	“				7,5	90,0	0,346
“	“	“	“				9,5	114,1	0,439
“	“	“	“				10,5	116,9	0,450
“	“	“	“				11,5	120,0 *	0,462
“	“	“	“				12,5	119,2	0,455
“	“	“	“				19,5	112,7	0,434
“	“	“	“				23,5	110,2	0,424
“	0,01009	1,783	4.600	0,5	-15,3	-0,01	1	1,3	0,008
“	“	“	“	1	-34,7	-0,022	1,5	1,1	0,007
“	“	“	“	1,5	-22,9	-0,014	2	1,1	0,007
“	“	“	“	2	-12,7	-0,008	2,5	0,6	0,003
“	“	“	“	2,5	35,6	0,022	3	0,3	0,002
“	“	“	“	3	109,3	0,069	3,5	0,1	0,001
“	“	“	“	3,5	157,7	0,099	4	-0,4	-0,002
“	“	“	“	4	216,1	0,141	4,5	-1,6	-0,010
“	“	“	“	4,5	340,1	0,213	5	-2,0	-0,012
“	“	“	“	5	450,1	0,282	5,5	0,2	0,001
“	“	“	“	5,5	509,4	0,320	6,5	4,4	0,027
“	“	“	“	6	580,65	0,364	7,5	24,3	0,149
“	“	“	“	7	737,0	0,462	9,5	57,5	0,351
“	“	“	“	8	831,2	0,522	10,5	65,9	0,403
“	“	“	“	9	869,1	0,545	11,5	69,1	0,422
“	“	“	“	10	900,3	0,565	12,5	73,7	0,450
“	“	“	“	11	891,1	0,559	19,5	75,2	0,460
“	“	“	“	12	923,1	0,557	23,5	74,2	0,453

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	η (Pa,s)	U_I (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa)	C_p	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% CMC	0,01071	1,152	2.800	0,5	1,4	0,002	1	0,2	0,004
"	"	"	"	1	-0,2	-0,0003	1,5	0,4	0,006
"	"	"	"	1,5	11,6	0,018	2	0,3	0,005
"	"	"	"	2	16,3	0,025	2,5	0,6	0,009
"	"	"	"	2,5	24,3	0,037	3	0,7	0,010
"	"	"	"	3	32,3	0,050	3,5	0,9	0,012
"	"	"	"	3,5	38,0	0,058	4	1,0	0,015
"	"	"	"	4	46,7	0,072	4,5	1,3	0,019
"	"	"	"	4,5	49,6	0,076	5	1,6	0,023
"	"	"	"	5	50,7	0,078	5,5	1,8	0,026
"	"	"	"	5,5	61,9	0,095	6,5	2,1	0,031
"	"	"	"	6	73,99	0,114	7,5	2,4	0,035
"	"	"	"	7	88,8	0,136	9,5	3,4	0,050
"	"	"	"	8	100,7	0,155	10,5	4,7	0,069
"	"	"	"	9	106,2	0,163	11,5	11,3	0,164
"	"	"	"	10	123,7	0,190	12,5	18,6	0,272
"	"	"	"	11	163,6	0,251	19,5	30,0	0,449
"	"	"	"	12	211,4	0,324	23,5	29,8	0,436
0,3% CMC	0,008003	4,701	15.300	0,5	70,2	0,006	1	16,7	0,014
"	"	"	"	1	-34,0	-0,003	1,5	13,0	0,011
"	"	"	"	1,5	-61,9	-0,006	2	5,4	0,005
"	"	"	"	2	353,1	0,032	2,5	1,1	0,001
"	"	"	"	2,5	1257,6	0,113	3	10,6	0,009
"	"	"	"	3	2341,3	0,210	3,5	51,7	0,043
"	"	"	"	3,5	3338,2	0,299	4	119,4	0,100
"	"	"	"	4	4084,3	0,366	4,5	195,0	0,164
"	"	"	"	4,5	4766,4	0,427	5	265,9	0,223
"	"	"	"	5	5089,6	0,456	5,5	332,0	0,279
"	"	"	"	5,5	5435,5	0,487	6,5	431,8	0,363
"	"	"	"	6	5691,2	0,510	7,5	493,8	0,415
"	"	"	"	7	5938,6	0,532	9,5	436,5	0,451
"	"	"	"	8	6042,0	0,541	10,5	538,6	0,452
"	"	"	"	9	5969,8	0,535	11,5	546,6	0,459
"	"	"	"	10	5928,4	0,531	12,5	536,4	0,451
"	"	"	"	11	5926,0	0,531	19,5	518,0	0,435
"	"	"	"	12	5814,5	0,518	23,5	505,1	0,424
0,3%CMC	0,00858	4,36	13.240				1	7,1	0,007
"	"	"	"				1,5	3,1	0,003
"	"	"	"				2	-1,1	-0,001
"	"	"	"				2,5	-6,3	-0,006
"	"	"	"				3	-4,7	-0,005
"	"	"	"				3,5	22,7	0,023
"	"	"	"				4	68,6	0,071
"	"	"	"				4,5	129,0	0,133
"	"	"	"				5	190,4	0,196
"	"	"	"				5,5	244,8	0,252
"	"	"	"				6,5	344,6	0,355
"	"	"	"				7,5	400,1	0,412
"	"	"	"				9,5	440,3	0,454
"	"	"	"				10,5	441,0	0,455
"	"	"	"				11,5	440,9	0,454
"	"	"	"				12,5	436,6	0,450
"	"	"	"				19,5	422,6	0,436
"	"	"	"				23,5	412,7	0,425

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$	C_p	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,3% CMC	0,01	3,846	10.000	0,5	49,7	0,007	1	5,4	0,007
"	"	"	"	1	8,9	0,001	1,5	3,3	0,004
"	"	"	"	1,5	0,05	0,00001	2	-2,0	-0,003
"	"	"	"	2	102,1	0,014	2,5	-4,0	-0,005
"	"	"	"	2,5	417,6	0,059	3	2,1	0,003
"	"	"	"	3	999,3	0,141	3,5	17,0	0,022
"	"	"	"	3,5	1661,8	0,235	4	51,4	0,066
"	"	"	"	4	2209,3	0,312	4,5	98,5	0,127
"	"	"	"	4,5	2786,0	0,394	5	145,5	0,187
"	"	"	"	5	2991,5	0,423	5,5	194,0	0,250
"	"	"	"	5,5	3243,6	0,459	6,5	269,6	0,347
"	"	"	"	6	3470,2	0,491	7,5	315,9	0,407
"	"	"	"	7	3643,1	0,515	9,5	346,4	0,446
"	"	"	"	8	3666,5	0,518	10,5	347,8	0,448
"	"	"	"	9	3658,1	0,517	11,5	350,2	0,451
"	"	"	"	10	3643,4	0,515	12,5	347,4	0,447
"	"	"	"	11	3623,1	0,512	19,5	333,2	0,429
"	"	"	"	12	3575,7	0,506	23,5	326,5	0,420
0,3% CMC	0,0123	2,979	6.300	0,5	51,8	0,013	1	5,2	0,011
"	"	"	"	1	71,8	0,018	1,5	2,3	0,005
"	"	"	"	1,5	55,1	0,034	2	-1,6	-0,003
"	"	"	"	2	-12,9	-0,003	2,5	-2,7	-0,006
"	"	"	"	2,5	35,1	0,009	3	-0,9	-0,002
"	"	"	"	3	126,8	0,031	3,5	-01	-0,001
"	"	"	"	3,5	292,1	0,071	4	-2,2	-0,005
"	"	"	"	4	568,5	0,139	4,5	-1,5	-0,003
"	"	"	"	4,5	906,7	0,221	5	0,4	0,001
"	"	"	"	5	1211,8	0,296	5,5	13,2	0,028
"	"	"	"	5,5	1526,4	0,372	6,5	67,6	0,144
"	"	"	"	6	1720,5	0,420	7,5	123,8	0,263
"	"	"	"	7	2100,7	0,512	9,5	195,7	0,415
"	"	"	"	8	2346,3	0,572	10,5	209,7	0,445
"	"	"	"	9	2395,9	0,584	11,5	215,8	0,458
"	"	"	"	10	2451,0	0,598	12,5	216,1	0,459
"	"	"	"	11	2391,8	0,583	19,5	212,8	0,452
"	"	"	"	12	2380,4	0,581	23,5	201,1	0,427
0,3% CMC	0,0138	2,28	4.300				1	1,3	0,005
"	"	"	"				1,5	1,5	0,006
"	"	"	"				2	1,0	0,004
"	"	"	"				2,5	1,2	0,005
"	"	"	"				3	0,7	0,003
"	"	"	"				3,5	1,4	0,005
"	"	"	"				4	1,3	0,005
"	"	"	"				4,5	0,4	0,001
"	"	"	"				5	-1,7	-0,006
"	"	"	"				5,5	-2,9	-0,011
"	"	"	"				6,5	1,9	0,007
"	"	"	"				7,5	19,0	0,072
"	"	"	"				9,5	81,8	0,308
"	"	"	"				10,5	103,2	0,389
"	"	"	"				11,5	117,1	0,441
"	"	"	"				12,5	123,1	0,464
"	"	"	"				19,5	121,2	0,456
"	"	"	"				23,5	116,9	0,440

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$	C_p	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,3% CMC	0,01676	1,802	2.800	0,5	22,8	0,014	1	1,0	0,007
"	"	"	"	1	35,7	0,021	1,5	1,3	0,009
"	"	"	"	1,5	41,5	0,025	2	-0,5	-0,003
"	"	"	"	2	59,2	0,036	2,5	2,0	0,014
"	"	"	"	2,5	73,4	0,044	3	2,5	0,017
"	"	"	"	3	107,5	0,064	3,5	2,6	0,017
"	"	"	"	3,5	117,0	0,070	4	3,5	0,023
"	"	"	"	4	127,1	0,076	4,5	3,5	0,023
"	"	"	"	4,5	155,7	0,093	5	4,3	0,029
"	"	"	"	5	167,9	0,101	5,5	4,5	0,033
"	"	"	"	5,5	188,4	0,113	6,5	4,9	0,033
"	"	"	"	6	201,8	0,121	7,5	5,0	0,050
"	"	"	"	7	226,4	0,136	9,5	7,5	0,075
"	"	"	"	8	245,8	0,147	10,5	11,3	0,158
"	"	"	"	9	290,7	0,174	11,5	23,7	0,249
"	"	"	"	10	408,0	0,245	12,5	37,4	0,356
"	"	"	"	11	536,6	0,322	19,5	69,7	0,465
"	"	"	"	12	653,7	0,392	23,5	67,5	0,449
"	0,022	1,014	1.200	0,5	6,5	0,014	1	0,1	0,002
"	"	"	"	1	15,7	0,033	1,5	0,2	0,003
"	"	"	"	1,5	28,0	0,060	2	0,2	0,003
"	"	"	"	2	39,1	0,083	2,5	0,01	0,001
"	"	"	"	2,5	50,3	0,107	3	0,2	0,004
"	"	"	"	3	62,4	0,133	3,5	0,3	0,004
"	"	"	"	3,5	74,2	0,158	4	0,6	0,009
"	"	"	"	4	84,4	0,180	4,5	1,0	0,015
"	"	"	"	4,5	95,6	0,204	5	1,7	0,027
"	"	"	"	5	104,7	0,223	5,5	2,2	0,035
"	"	"	"	5,5	115,3	0,245	6,5	3,3	0,053
"	"	"	"	6	127,3	0,271	7,5	4,8	0,077
"	"	"	"	7	138,9	0,296	9,5	5,6	0,090
"	"	"	"	8	150,9	0,321	10,5	8,0	0,128
"	"	"	"	9	161,1	0,343	11,5	9,2	0,147
"	"	"	"	10	169,3	0,361	12,5	9,6	0,154
"	"	"	"	11	176,3	0,375	19,5	29,5	0,472
"	"	"	"	12	182,0	0,387	23,5	30,1	0,483
0,4% CMC	0,01099	5,018	11.900	0,5	100,2	0,008	1		
"	"	"	"	1	43,5	0,003	1,5		
"	"	"	"	1,5	83,8	0,006	2		
"	"	"	"	2	223,8	0,018	2,5		
"	"	"	"	2,5	893,8	0,071	3		
"	"	"	"	3	2025,9	0,160	3,5		
"	"	"	"	3,5	3276,1	0,259	4		
"	"	"	"	4	4242,1	0,335	4,5		
"	"	"	"	4,5	5299,5	0,418	5		
"	"	"	"	5	5985,6	0,472	5,5		
"	"	"	"	5,5	6613,8	0,522	6,5		
"	"	"	"	6	7204,9	0,569	7,5		
"	"	"	"	7	7540,4	0,595	9,5		
"	"	"	"	8	7715,1	0,609	10,5		
"	"	"	"	9	7774,1	0,614	11,5		
"	"	"	"	10	7723,8	0,610	12,5		
"	"	"	"	11	7625,1	0,602	19,5		
"	"	"	"	12	7556,6	0,596	23,5		

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$	C_p	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,4% CMC	0,01209	4,546	9.800	0,5	75,9	0,007	1	9,7	0,009
"	"	"	"	1	57,6	0,006	1,5	4,1	0,004
"	"	"	"	1,5	52,8	0,005	2	8,1	0,008
"	"	"	"	2	102,9	0,010	2,5	4,9	0,005
"	"	"	"	2,5	447,0	0,043	3	-2,1	-0,002
"	"	"	"	3	1219,1	0,117	3,5	-3,3	-0,003
"	"	"	"	3,5	2255,3	0,217	4	-4,5	-0,004
"	"	"	"	4	3123,8	0,300	4,5	17,8	0,017
"	"	"	"	4,5	4117,3	0,395	5	66,0	0,064
"	"	"	"	5	4674,6	0,449	5,5	131,5	0,127
"	"	"	"	5,5	5226,7	0,502	6,5	266,6	0,258
"	"	"	"	6	5756,2	0,553	7,5	369,6	0,358
"	"	"	"	7	6023,5	0,579	9,5	466,1	0,451
"	"	"	"	8	6219,6	0,597	10,5	478,7	0,464
"	"	"	"	9	6206,5	0,596	11,5	482,7	0,467
"	"	"	"	10	6196,4	0,595	12,5	481,0	0,466
"	"	"	"	11	6150,6	0,591	19,5	466,2	0,451
"	"	"	"	12	6081,6	0,584	23,5	454,8	0,440
"	0,0144	3,75	6.800	0,5	44,2	0,006	1	8,0	0,010
"	"	"	"	1	30,6	0,004	1,5	5,8	0,007
"	"	"	"	1,5	10,7	0,002	2	2,3	0,003
"	"	"	"	2	-84,0	-0,012	2,5	4,5	0,006
"	"	"	"	2,5	-79,7	-0,012	3	3,8	0,005
"	"	"	"	3	123,1	0,018	3,5	-2,4	-0,003
"	"	"	"	3,5	592,8	0,085	4	-7,3	-0,010
"	"	"	"	4	1260,0	0,182	4,5	-7,4	-0,009
"	"	"	"	4,5	1881,8	0,271	5	7,9	0,010
"	"	"	"	5	2391,6	0,345	5,5	36,8	0,047
"	"	"	"	5,5	2831,7	0,408	6,5	127,0	0,161
"	"	"	"	6	3265,7	0,471	7,5	222,0	0,281
"	"	"	"	7	3843,6	0,554	9,5	338,3	0,428
"	"	"	"	8	4102,6	0,591	10,5	353,7	0,447
"	"	"	"	9	4208,1	0,606	11,5	362,9	0,459
"	"	"	"	10	4156,5	0,599	12,5	368,0	0,465
"	"	"	"	11	4088,0	0,589	19,5	349,6	0,442
"	"	"	"	12	4048,8	0,585	23,5	341,7	0,432
0,4% CMC	0,0176	2,901	4.300	0,5	45,6	0,011	1	3,0	0,006
"	"	"	"	1	34,5	0,008	1,5	5,8	0,012
"	"	"	"	1,5	30,0	0,007	2	2,1	0,004
"	"	"	"	2	101,7	0,025	2,5	3,8	0,008
"	"	"	"	2,5	92,6	0,022	3	4,9	0,010
"	"	"	"	3	95,0	0,023	3,5	2,2	0,005
"	"	"	"	3,5	58,5	0,014	4	3,0	0,006
"	"	"	"	4	41,6	0,01	4,5	-2,5	-0,005
"	"	"	"	4,5	137,7	0,033	5	-2,2	-0,011
"	"	"	"	5	323,3	0,078	5,5	-3,4	-0,007
"	"	"	"	5,5	548,8	0,132	6,5	13,8	0,029
"	"	"	"	6	856,4	0,206	7,5	54,6	0,115
"	"	"	"	7	1513,5	0,365	9,5	162,4	0,341
"	"	"	"	8	2070,3	0,499	10,5	196,2	0,412
"	"	"	"	9	2367,3	0,570	11,5	215,4	0,452
"	"	"	"	10	2498,6	0,602	12,5	223,7	0,470
"	"	"	"	11	2569,2	0,619	19,5	219,6	0,461
"	"	"	"	12	2583,0	0,622	23,5	211,2	0,443

Tabela B.3- Características integrais do escoamento das soluções de CMC.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa)	C_p	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,4%	0,0226	1,994	2.300	0,5	17,4	0,009	1	1,2	0,005
"	"	"	"	1	37,8	0,019	1,5	2,3	0,010
"	"	"	"	1,5	57,9	0,030	2	1,4	0,006
"	"	"	"	2	81,9	0,042	2,5	1,9	0,008
"	"	"	"	2,5	106,8	0,054	3	3,3	0,014
"	"	"	"	3	132,1	0,067	3,5	4,2	0,017
"	"	"	"	3,5	159,0	0,081	4	5,6	0,023
"	"	"	"	4	192,3	0,098	4,5	6,1	0,025
"	"	"	"	4,5	210,2	0,107	5	7,2	0,030
"	"	"	"	5	232,1	0,118	5,5	6,8	0,028
"	"	"	"	5,5	260,7	0,133	6,5	6,5	0,027
"	"	"	"	6	281,9	0,144	7,5	6,6	0,027
"	"	"	"	7	321,2	0,164	9,5	15,1	0,062
"	"	"	"	8	354,7	0,181	10,5	18,5	0,077
"	"	"	"	9	391,0	0,199	11,5	37,4	0,155
"	"	"	"	10	461,2	0,235	12,5	65,1	0,269
"	"	"	"	11	533,9	0,272	19,5	111,7	0,461
"	"	"	"	12	628,2	0,320	23,5	107,1	0,442
0,4% CMC	0,0299	1,49	1.300	0,5	10,6	0,009	1	1,6	0,012
"	"	"	"	1	33,8	0,030	1,5	1,5	0,011
"	"	"	"	1,5	49,9	0,045	2	2,4	0,017
"	"	"	"	2	69,4	0,062	2,5	3,2	0,022
"	"	"	"	2,5	91,6	0,082	3	4,0	0,028
"	"	"	"	3	113,7	0,101	3,5	4,4	0,031
"	"	"	"	3,5	136,1	0,121	4	5,5	0,039
"	"	"	"	4	158,0	0,141	4,5	5,6	0,039
"	"	"	"	4,5	178,4	0,159	5	8,1	0,058
"	"	"	"	5	192,2	0,171	5,5	9,4	0,067
"	"	"	"	5,5	218,3	0,195	6,5	10,7	0,076
"	"	"	"	6	226,2	0,202	7,5	12,0	0,085
"	"	"	"	7	257,8	0,230	9,5	12,9	0,092
"	"	"	"	8	285,1	0,254	10,5	15,5	0,110
"	"	"	"	9	309,7	0,276	11,5	17,0	0,121
"	"	"	"	10	331,6	0,296	12,5	18,9	0,134
"	"	"	"	11	361,7	0,323	19,5	67,0	0,476
"	"	"	"	12	371,8	0,332	23,5	65,1	0,462
0,4% CMC	0,03199	1,35	1.100				1	0,6	0,007
"	"	"	"				1,5	1,0	0,010
"	"	"	"				2	1,9	0,020
"	"	"	"				2,5	2,4	0,026
"	"	"	"				3	3,3	0,036
"	"	"	"				3,5	4,2	0,045
"	"	"	"				4	4,7	0,051
"	"	"	"				4,5	6,0	0,065
"	"	"	"				5	6,8	0,073
"	"	"	"				5,5	7,6	0,081
"	"	"	"				6,5	10,1	0,108
"	"	"	"				7,5	11,7	0,127
"	"	"	"				9,5	15,4	0,166
"	"	"	"				10,5	17,7	0,191
"	"	"	"				11,5	19,3	0,208
"	"	"	"				12,5	20,5	0,221
"	"	"	"				19,5	40,2	0,434
"	"	"	"				23,5	44,3	0,478

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% tylose	0,00175	4,98	74.100	0,5	159,1	0,013	1	45,3	0,037
"	"	"	"	1	392,2	0,014	1,5	42,0	0,034
"	"	"	"	1,5	1572,9	0,126	2	35,7	0,029
"	"	"	"	2	2761,5	0,222	2,5	52,2	0,042
"	"	"	"	2,5	3709,4	0,298	3	85,3	0,069
"	"	"	"	3	4406,6	0,253	3,5	144,3	0,116
"	"	"	"	3,5	4947,5	0,397	4	201,2	0,162
"	"	"	"	4	5345,9	0,429	4,5	253,9	0,205
"	"	"	"	4,5	5671,0	0,455	5	306,2	0,247
"	"	"	"	5	5920,0	0,475	5,5	350,9	0,283
"	"	"	"	5,5	6093,2	0,489	6,5	424,9	0,343
"	"	"	"	6	6227,7	0,500	7,5	477,7	0,385
"	"	"	"	7	6390,5	0,513	9,5	529,4	0,427
"	"	"	"	8	6542,2	0,525	10,5	536,3	0,433
"	"	"	"	9	6576,1	0,528	11,5	537,0	0,433
"	"	"	"	10	6586,2	0,528	12,5	540,9	0,436
"	"	"	"	11	6598,0	0,529	19,5	532,3	0,429
"	"	"	"	12	6564,3	0,527	23,5	527,0	0,425
"	0,00173	4,50	67.800	0,5	96,1	0,009	1	35,0	0,033
"	"	"	"	1	295,8	0,0287	1,5	31,3	0,029
"	"	"	"	1,5	1266,2	0,123	2	27,7	0,026
"	"	"	"	2	2200,1	0,213	2,5	39,2	0,037
"	"	"	"	2,5	2963,6	0,287	3	70,0	0,066
"	"	"	"	3	3520,5	0,342	3,5	119,5	0,112
"	"	"	"	3,5	3956,9	0,384	4	160,5	0,151
"	"	"	"	4	4282,9	0,415	4,5	212,1	0,199
"	"	"	"	4,5	4552,2	0,442	5	248,7	0,234
"	"	"	"	5	4756,2	0,461	5,5	291,3	0,274
"	"	"	"	5,5	4902,5	0,476	6,5	350,4	0,329
"	"	"	"	6	5048,0	0,490	7,5	399,6	0,375
"	"	"	"	7	5175,1	0,502	9,5	438,9	0,412
"	"	"	"	8	5274,3	0,512	10,5	447,8	0,421
"	"	"	"	9	5324,2	0,516	11,5	448,2	0,421
"	"	"	"	10	5338,8	0,518	12,5	451,1	0,424
"	"	"	"	11	5312,3	0,515	19,5	444,2	0,417
"	"	"	"	12	5294,5	0,514	23,5	437,9	0,411
"	0,00174	3,63	54.300	0,5	34,6	0,006	1	21,2	0,017
"	"	"	"	1	171,7	0,026	1,5	18,3	0,016
"	"	"	"	1,5	784,1	0,118	2	17,8	0,014
"	"	"	"	2	1373,2	0,207	2,5	24,2	0,030
"	"	"	"	2,5	1843,9	0,278	3	46,5	0,062
"	"	"	"	3	2190,5	0,330	3,5	75,0	0,101
"	"	"	"	3,5	2458,5	0,371	4	105,6	0,143
"	"	"	"	4	2664,2	0,402	4,5	132,3	0,188
"	"	"	"	4,5	2828,0	0,427	5	159,8	0,221
"	"	"	"	5	2962,1	0,447	5,5	185,5	0,249
"	"	"	"	5,5	3293,0	0,460	6,5	223,9	0,312
"	"	"	"	6	3120,6	0,471	7,5	255,7	0,354
"	"	"	"	7	3205,7	0,484	9,5	283,5	0,396
"	"	"	"	8	3051,9	0,497	10,5	287,9	0,401
"	"	"	"	9	3299,4	0,498	11,5	288,6	0,403
"	"	"	"	10	3309,8	0,499	12,5	290,1	0,404
"	"	"	"	11	3312,9	0,500	19,5	284,8	0,393
"	"	"	"	12	3290,0	0,496	23,5	283,3	0,391

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,1% tylose	0,00188	2,227	30.800	0,5	-5,1	-0,002	1	4,3	0,017
"	"	"	"	1	66,2	0,027	1,5	4,2	0,016
"	"	"	"	1,5	298,0	0,120	2	3,6	0,014
"	"	"	"	2	512,3	0,206	2,5	7,6	0,030
"	"	"	"	2,5	681,7	0,274	3	15,8	0,062
"	"	"	"	3	805,9	0,324	3,5	26,0	0,101
"	"	"	"	3,5	907,4	0,365	4	36,6	0,143
"	"	"	"	4	987,1	0,397	4,5	48,1	0,187
"	"	"	"	4,5	1039,3	0,418	5	56,6	0,221
"	"	"	"	5	1092,7	0,439	5,5	63,9	0,249
"	"	"	"	5,5	1121,6	0,451	6,5	80,1	0,312
"	"	"	"	6	1152,6	0,463	7,5	90,9	0,354
"	"	"	"	7	1184,1	0,476	9,5	101,5	0,396
"	"	"	"	8	1212,6	0,488	10,5	102,3	0,401
"	"	"	"	9	1220,5	0,491	11,5	103,4	0,403
"	"	"	"	10	1220,8	0,491	12,5	103,7	0,404
"	"	"	"	11	1213,0	0,488	19,5	100,9	0,393
"	"	"	"	12	1206,1	0,485	23,5	100,4	0,391
"	0,001904	1,445	19.800	0,5	-6,9	-0,007	1	1,5	0,013
"	"	"	"	1	32,8	0,031	1,5	1,1	0,011
"	"	"	"	1,5	140,9	0,134	2	1,0	0,009
"	"	"	"	2	235,5	0,223	2,5	3,2	0,030
"	"	"	"	2,5	301,0	0,285	3	6,9	0,063
"	"	"	"	3	350,7	0,333	3,5	11,3	0,104
"	"	"	"	3,5	391,1	0,371	4	16,0	0,148
"	"	"	"	4	418,6	0,397	4,5	20,6	0,190
"	"	"	"	4,5	442,1	0,419	5	23,9	0,221
"	"	"	"	5	464,0	0,440	5,5	27,7	0,256
"	"	"	"	5,5	478,8	0,454	6,5	33,4	0,308
"	"	"	"	6	486,3	0,461	7,5	40,0	0,369
"	"	"	"	7	500,1	0,474	9,5	42,5	0,393
"	"	"	"	8	510,1	0,484	10,5	43,3	0,400
"	"	"	"	9	512,6	0,486	11,5	43,7	0,404
"	"	"	"	10	513,4	0,487	12,5	43,7	0,404
"	"	"	"	11	510,3	0,484	19,5	42,5	0,393
"	"	"	"	12	507,2	0,481	23,5	42,0	0,388
"	0,002	0,792	10.300	0,5	-4,5	-0,014	1	0,3	0,010
"	"	"	"	1	12,1	0,038	1,5	-0,1	-0,002
"	"	"	"	1,5	51,2	0,163	2	0,2	0,005
"	"	"	"	2	80,5	0,256	2,5	1,0	0,031
"	"	"	"	2,5	101,9	0,324	3	2,8	0,082
"	"	"	"	3	114,7	0,365	3,5	4,2	0,125
"	"	"	"	3,5	126,6	0,403	4	5,7	0,169
"	"	"	"	4	137,1	0,436	4,5	7,1	0,214
"	"	"	"	4,5	139,2	0,443	5	8,3	0,248
"	"	"	"	5	144,8	0,461	5,5	9,4	0,282
"	"	"	"	5,5	149,0	0,474	6,5	11,1	0,334
"	"	"	"	6	151,7	0,482	7,5	12,4	0,371
"	"	"	"	7	154,1	0,490	9,5	13,5	0,405
"	"	"	"	8	154,3	0,491	10,5	13,9	0,417
"	"	"	"	9	154,1	0,490	11,5	13,9	0,416
"	"	"	"	10	152,6	0,485	12,5	13,9	0,415
"	"	"	"	11	150,8	0,480	19,5	13,4	0,400
"	"	"	"	12	148,2	0,471	23,5	13,2	0,394

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% tylose	0,00284	4,981	45.600	0,5	86,2	0,007	1	38,2	0,031
“	“	“	“	1	408,9	0,033	1,5	33,4	0,026
“	“	“	“	1,5	1805,9	0,146	2	30,2	0,024
“	“	“	“	2	3035,8	0,245	2,5	49,7	0,039
“	“	“	“	2,5	3957,3	0,319	3	99,6	0,079
“	“	“	“	3	4602,2	0,371	3,5	159,7	0,126
“	“	“	“	3,5	5086,4	0,410	4	216,3	0,171
“	“	“	“	4	5445,9	0,439	4,5	274,2	0,207
“	“	“	“	4,5	5733,1	0,462	5	319,2	0,253
“	“	“	“	5	5921,8	0,477	5,5	366,8	0,290
“	“	“	“	5,5	6106,6	0,492	6,5	434,8	0,344
“	“	“	“	6	6227,9	0,502	7,5	486,8	0,385
“	“	“	“	7	6375,6	0,514	9,5	533,9	0,422
“	“	“	“	8	6486,5	0,523	10,5	546,3	0,432
“	“	“	“	9	6535,7	0,527	11,5	547,7	0,433
“	“	“	“	10	6546,0	0,528	12,5	540,7	0,428
“	“	“	“	11	6530,6	0,526	19,5	535,4	0,424
“	“	“	“	12	6486,3	0,523	23,5	530,9	0,420
“	0,003004	4,552	39.400	0,5	57,4	0,006	1	29,3	0,028
“	“	“	“	1	339,0	0,033	1,5	22,9	0,022
“	“	“	“	1,5	1498,6	0,145	2	21,0	0,020
“	“	“	“	2	2514,1	0,243	2,5	32,3	0,031
“	“	“	“	2,5	3258,4	0,315	3	79,7	0,076
“	“	“	“	3	3783,3	0,366	3,5	123,4	0,117
“	“	“	“	3,5	4179,9	0,405	4	170,7	0,162
“	“	“	“	4	4465,8	0,432	4,5	216,0	0,205
“	“	“	“	4,5	4711,5	0,456	5	256,2	0,243
“	“	“	“	5	4880,0	0,472	5,5	291,6	0,276
“	“	“	“	5,5	5006,8	0,485	6,5	347,9	0,330
“	“	“	“	6	5099,0	0,494	7,5	392,0	0,372
“	“	“	“	7	5224,4	0,506	9,5	432,4	0,410
“	“	“	“	8	5308,8	0,514	10,5	440,8	0,418
“	“	“	“	9	5348,4	0,518	11,5	443,1	0,420
“	“	“	“	10	5341,2	0,517	12,5	443,4	0,420
“	“	“	“	11	5332,6	0,516	19,5	436,6	0,414
“	“	“	“	12	5309,9	0,514	23,5	429,0	0,407
“	0,003078	3,587	30.300	0,5	6,9	0,001	1	14,7	0,023
“	“	“	“	1	206,6	0,032	1,5	10,8	0,016
“	“	“	“	1,5	914,6	0,142	2	9,8	0,015
“	“	“	“	2	1510,9	0,235	2,5	21,8	0,033
“	“	“	“	2,5	1962,1	0,305	3	47,0	0,072
“	“	“	“	3	2278,7	0,354	3,5	76,9	0,117
“	“	“	“	3,5	2510,9	0,390	4	103,2	0,157
“	“	“	“	4	2688,5	0,418	4,5	131,7	0,201
“	“	“	“	4,5	2828,9	0,440	5	156,0	0,238
“	“	“	“	5	2927,9	0,455	5,5	179,0	0,273
“	“	“	“	5,5	3007,3	0,468	6,5	212,5	0,324
“	“	“	“	6	3065,6	0,477	7,5	237,6	0,362
“	“	“	“	7	3132,5	0,487	9,5	262,7	0,400
“	“	“	“	8	3184,6	0,495	10,5	266,4	0,406
“	“	“	“	9	3209,6	0,499	11,5	268,2	0,408
“	“	“	“	10	3211,6	0,499	12,5	268,7	0,410
“	“	“	“	11	3193,1	0,496	19,5	263,2	0,401
“	“	“	“	12	3176,0	0,494	23,5	258,3	0,394

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,2% tylose	0,003544	2,304	16.900	0,5	-13,7	-0,005	1	4,3	0,016
"	"	"	"	1	94,7	0,036	1,5	2,8	0,010
"	"	"	"	1,5	403,9	0,153	2	2,2	0,008
"	"	"	"	2	648,8	0,246	2,5	9,1	0,033
"	"	"	"	2,5	827,2	0,313	3	19,6	0,071
"	"	"	"	3	948,8	0,359	3,5	31,2	0,114
"	"	"	"	3,5	1040,3	0,394	4	44,0	0,160
"	"	"	"	4	1111,5	0,421	4,5	55,1	0,201
"	"	"	"	4,5	1168,0	0,442	5	65,9	0,240
"	"	"	"	5	1199,4	0,454	5,5	74,5	0,271
"	"	"	"	5,5	1233,4	0,467	6,5	87,6	0,318
"	"	"	"	6	1238,6	0,469	7,5	96,7	0,352
"	"	"	"	7	1264,1	0,479	9,5	107,3	0,391
"	"	"	"	8	1283,6	0,486	10,5	108,5	0,395
"	"	"	"	9	1282,0	0,485	11,5	109,2	0,398
"	"	"	"	10	1274,1	0,482	12,5	108,5	0,395
"	"	"	"	11	1265,7	0,479	19,5	105,6	0,384
"	"	"	"	12	1254,1	0,475	23,5	105,1	0,383
"	0,003378	1,299	10.000	0,5	-10,2	-0,010	1	1,2	0,011
"	"	"	"	1	42,4	0,040	1,5	0,6	0,006
"	"	"	"	1,5	171,2	0,163	2	0,5	0,004
"	"	"	"	2	269,2	0,256	2,5	3,7	0,034
"	"	"	"	2,5	341,5	0,325	3	9,0	0,084
"	"	"	"	3	389,1	0,371	3,5	14,8	0,137
"	"	"	"	3,5	429,6	0,409	4	19,7	0,183
"	"	"	"	4	455,7	0,434	4,5	24,1	0,224
"	"	"	"	4,5	478,7	0,456	5	27,4	0,255
"	"	"	"	5	494,1	0,471	5,5	30,5	0,284
"	"	"	"	5,5	502,9	0,479	6,5	35,8	0,333
"	"	"	"	6	513,8	0,489	7,5	39,8	0,370
"	"	"	"	7	520,5	0,496	9,5	43,1	0,401
"	"	"	"	8	523,2	0,498	10,5	43,5	0,405
"	"	"	"	9	520,2	0,495	11,5	43,6	0,406
"	"	"	"	10	517,4	0,493	12,5	43,3	0,403
"	"	"	"	11	511,4	0,487	19,5	41,6	0,387
"	"	"	"	12	505,0	0,481	23,5	40,8	0,380
"	0,003399	0,900	5.300	0,5	-2,3	-0,007	1	0,1	0,003
"	"	"	"	1	5,3	0,016	1,5	-0,1	-0,002
"	"	"	"	1,5	53,3	0,161	2	-0,2	-0,005
"	"	"	"	2	93,5	0,283	2,5	1,1	0,032
"	"	"	"	2,5	120,4	0,364	3	3,3	0,096
"	"	"	"	3	136,1	0,412	3,5	5,6	0,163
"	"	"	"	3,5	147,5	0,447	4	7,5	0,219
"	"	"	"	4	155,3	0,470	4,5	9,0	0,263
"	"	"	"	4,5	160,1	0,484	5	10,0	0,293
"	"	"	"	5	164,1	0,497	5,5	10,9	0,319
"	"	"	"	5,5	165,9	0,502	6,5	12,7	0,370
"	"	"	"	6	168,2	0,509	7,5	13,5	0,395
"	"	"	"	7	166,8	0,505	9,5	14,1	0,412
"	"	"	"	8	165,7	0,502	10,5	14,1	0,412
"	"	"	"	9	162,8	0,493	11,5	14,1	0,412
"	"	"	"	10	160,2	0,485	12,5	14,0	0,409
"	"	"	"	11	156,7	0,474	19,5	13,3	0,388
"	"	"	"	12	153,0	0,463	23,5	13,0	0,380

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($RE=1,538$)	C_p ($RE=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($RE=2$)	C_p ($RE=2$)
0,3% tylose	0,004681	4,987	27.700	0,5	46,8	0,004	1	30,9	0,026
"	"	"	"	1	372,2	0,030	1,5	25,8	0,020
"	"	"	"	1,5	1895,1	0,153	2	21,8	0,017
"	"	"	"	2	3226,4	0,260	2,5	44,4	0,035
"	"	"	"	2,5	4179,7	0,337	3	99,0	0,078
"	"	"	"	3	4840,1	0,391	3,5	165,2	0,131
"	"	"	"	3,5	5314,1	0,429	4	221,1	0,175
"	"	"	"	4	5654,0	0,456	4,5	278,8	0,221
"	"	"	"	4,5	5925,7	0,478	5	321,6	0,254
"	"	"	"	5	6109,6	0,493	5,5	367,4	0,291
"	"	"	"	5,5	6176,5	0,499	6,5	431,4	0,341
"	"	"	"	6	6296,5	0,508	7,5	478,1	0,378
"	"	"	"	7	6408,1	0,520	9,5	520,1	0,411
"	"	"	"	8	6497,9	0,524	10,5	524,1	0,415
"	"	"	"	9	6484,0	0,523	11,5	526,0	0,416
"	"	"	"	10	6468,4	0,522	12,5	526,3	0,416
"	"	"	"	11	6431,1	0,519	19,5	509,6	0,403
"	"	"	"	12	6386,5	0,515	23,5	506,4	0,401
"	0,00494	4,54	23.900	0,5	21,3	0,002	1	25,8	0,024
"	"	"	"	1	296,0	0,029	1,5	19,2	0,018
"	"	"	"	1,5	1545,0	0,150	2	12,7	0,012
"	"	"	"	2	2607,9	0,254	2,5	38,8	0,036
"	"	"	"	2,5	3374,9	0,328	3	84,1	0,078
"	"	"	"	3	3906,9	0,380	3,5	139,1	0,130
"	"	"	"	3,5	4294,6	0,418	4	189,5	0,177
"	"	"	"	4	4570,4	0,445	4,5	237,3	0,221
"	"	"	"	4,5	4788,3	0,466	5	276,1	0,257
"	"	"	"	5	4934,6	0,480	5,5	315,8	0,294
"	"	"	"	5,5	5042,2	0,491	6,5	371,3	0,346
"	"	"	"	6	5098,8	0,496	7,5	410,4	0,382
"	"	"	"	7	5173,4	0,503	9,5	443,5	0,413
"	"	"	"	8	5223,5	0,508	10,5	448,3	0,418
"	"	"	"	9	5211,8	0,507	11,5	450,8	0,420
"	"	"	"	10	5211,8	0,507	12,5	452,7	0,422
"	"	"	"	11	5165,0	0,503	19,5	437,3	0,407
"	"	"	"	12	5134,6	0,500	23,5	432,3	0,403
"	0,00509	3,543	18.100	0,5	0,7	0,0001	1	11,4	0,018
"	"	"	"	1	176,6	0,028	1,5	9,3	0,014
"	"	"	"	1,5	942,8	0,159	2	7,8	0,012
"	"	"	"	2	1591,1	0,254	2,5	22,0	0,034
"	"	"	"	2,5	2051,6	0,327	3	52,6	0,081
"	"	"	"	3	2365,6	0,377	3,5	85,1	0,131
"	"	"	"	3,5	2589,2	0,412	4	116,0	0,179
"	"	"	"	4	2748,4	0,438	4,5	145,1	0,224
"	"	"	"	4,5	2878,8	0,459	5	167,5	0,259
"	"	"	"	5	2956,7	0,471	5,5	188,8	0,292
"	"	"	"	5,5	3023,3	0,482	6,5	223,9	0,346
"	"	"	"	6	3043,1	0,485	7,5	245,1	0,379
"	"	"	"	7	3092,4	0,493	9,5	263,6	0,407
"	"	"	"	8	3110,1	0,495	10,5	264,5	0,409
"	"	"	"	9	3111,5	0,496	11,5	264,9	0,409
"	"	"	"	10	3082,8	0,491	12,5	264,4	0,409
"	"	"	"	11	3064,3	0,488	19,5	255,8	0,395
"	"	"	"	12	3037,7	0,484	23,5	253,4	0,392

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa,s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,3% tylose	0,00636	2,299	9.400	0,5	-16,9	-0,006	1	3,6	0,013
"	"	"	"	1	53,1	0,0201	1,5	1,7	0,006
"	"	"	"	1,5	401,0	0,152	2	1,3	0,005
"	"	"	"	2	688,2	0,261	2,5	9,3	0,034
"	"	"	"	2,5	888,1	0,336	3	25,1	0,092
"	"	"	"	3	1022,0	0,387	3,5	38,3	0,140
"	"	"	"	3,5	1117,0	0,423	4	52,0	0,190
"	"	"	"	4	1183,2	0,448	4,5	64,7	0,237
"	"	"	"	4,5	1234,7	0,484	5	75,1	0,275
"	"	"	"	5	1262,6	0,495	5,5	83,0	0,304
"	"	"	"	5,5	1282,4	0,485	6,5	96,0	0,351
"	"	"	"	6	1288,3	0,488	7,5	104,1	0,381
"	"	"	"	7	1296,2	0,491	9,5	110,7	0,405
"	"	"	"	8	1299,6	0,492	10,5	111,0	0,406
"	"	"	"	9	1286,7	0,487	11,5	110,9	0,406
"	"	"	"	10	1272,6	0,482	12,5	110,5	0,404
"	"	"	"	11	1257,3	0,476	19,5	105,7	0,387
"	"	"	"	12	1241,9	0,470	23,5	103,7	0,379
"	0,00732	1,380	4.900	0,5	-2,4	-0,003	1	0,1	0,001
"	"	"	"	1	19,0	0,02	1,5	0,1	0,001
"	"	"	"	1,5	149,7	0,157	2	0,4	-0,005
"	"	"	"	2	261,9	0,275	2,5	2,3	0,023
"	"	"	"	2,5	336,6	0,354	3	8,8	0,090
"	"	"	"	3	384,6	0,404	3,5	14,4	0,148
"	"	"	"	3,5	417,7	0,439	4	20,2	0,207
"	"	"	"	4	439,9	0,462	4,5	25,3	0,259
"	"	"	"	4,5	455,9	0,479	5	29,3	0,300
"	"	"	"	5	469,8	0,494	5,5	32,9	0,337
"	"	"	"	5,5	474,9	0,499	6,5	37,0	0,378
"	"	"	"	6	485,7	0,511	7,5	39,5	0,404
"	"	"	"	7	486,4	0,510	9,5	40,8	0,418
"	"	"	"	8	479,6	0,504	10,5	40,5	0,415
"	"	"	"	9	471,7	0,496	11,5	40,3	0,413
"	"	"	"	10	463,3	0,487	12,5	40,0	0,410
"	"	"	"	11	454,3	0,477	19,5	37,3	0,382
"	"	"	"	12	445,5	0,468	23,5	36,3	0,371
"	0,0088	0,913	2.700	0,5	-1,5	-0,004	1	-0,1	-0,002
"	"	"	"	1	-1,0	-0,003	1,5	-0,2	-0,006
"	"	"	"	1,5	27,1	0,07	2	-0,3	-0,007
"	"	"	"	2	64,2	0,167	2,5	0,2	0,005
"	"	"	"	2,5	103,7	0,269	3	1,2	0,030
"	"	"	"	3	129,9	0,337	3,5	2,5	0,064
"	"	"	"	3,5	150,4	0,391	4	4,0	0,101
"	"	"	"	4	167,4	0,409	4,5	4,9	0,124
"	"	"	"	4,5	185,8	0,482	5	6,9	0,174
"	"	"	"	5	186,2	0,484	5,5	9,9	0,250
"	"	"	"	5,5	188,4	0,489	6,5	13,4	0,340
"	"	"	"	6	189,4	0,492	7,5	14,7	0,374
"	"	"	"	7	198,8	0,516	9,5	16,7	0,424
"	"	"	"	8	200,4	0,521	10,5	17,2	0,435
"	"	"	"	9	199,3	0,518	11,5	17,3	0,440
"	"	"	"	10	198,9	0,517	12,5	17,1	0,434
"	"	"	"	11	195,8	0,509	19,5	16,6	0,421
"	"	"	"	12	191,6	0,498	23,5	16,0	0,406

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,4% tylose"	0,00708	4,902	18.000	0,5	35,2	0,003	1	22,2	0,020
"	"	"	"	1	250,4	0,021	1,5	18,4	0,016
"	"	"	"	1,5	1766,6	0,147	2	11,1	0,010
"	"	"	"	2	3140,3	0,262	2,5	37,1	0,032
"	"	"	"	2,5	4132,2	0,344	3	96,5	0,082
"	"	"	"	3	4810,7	0,400	3,5	159,9	0,137
"	"	"	"	3,5	5297,4	0,441	4	219,0	0,187
"	"	"	"	4	5637,3	0,469	4,5	275,0	0,235
"	"	"	"	4,5	5905,3	0,491	5	317,8	0,271
"	"	"	"	5	6082,3	0,506	5,5	362,6	0,310
"	"	"	"	5,5	6180,2	0,514	6,5	426,1	0,364
"	"	"	"	6	6289,8	0,523	7,5	465,5	0,398
"	"	"	"	7	63619,6	0,529	9,5	494,4	0,422
"	"	"	"	8	6370,2	0,530	10,5	497,0	0,425
"	"	"	"	9	6350,1	0,528	11,5	495,9	0,424
"	"	"	"	10	6292,3	0,523	12,5	493,6	0,422
"	"	"	"	11	6257,9	0,520	19,5	476,4	0,410
"	"	"	"	12	6173,0	0,513	23,5	470,9	0,402
"	0,00721	4,465	16.100	0,5	11,7	0,001	1	18,3	0,018
"	"	"	"	1	189,4	0,019	1,5	12,5	0,012
"	"	"	"	1,5	1432,2	0,144	2	9,3	0,009
"	"	"	"	2	2540,9	0,255	2,5	34,0	0,033
"	"	"	"	2,5	3344,8	0,336	3	81,6	0,080
"	"	"	"	3	3901,6	0,392	3,5	141,8	0,139
"	"	"	"	3,5	4296,6	0,431	4	191,4	0,187
"	"	"	"	4	4588,1	0,460	4,5	242,1	0,237
"	"	"	"	4,5	4789,9	0,481	5	280,2	0,274
"	"	"	"	5	4910,9	0,493	5,5	318,5	0,312
"	"	"	"	5,5	5006,3	0,502	6,5	372,7	0,365
"	"	"	"	6	5076,0	0,509	7,5	404,5	0,396
"	"	"	"	7	5127,4	0,515	9,5	428,3	0,419
"	"	"	"	8	5141,7	0,516	10,5	430,3	0,421
"	"	"	"	9	5105,4	0,512	11,5	427,7	0,418
"	"	"	"	10	5039,2	0,506	12,5	427,7	0,418
"	"	"	"	11	5010,7	0,503	19,5	412,2	0,403
"	"	"	"	12	4961,5	0,498	23,5	405,4	0,397
"	0,00815	3,605	11.500	0,5	-7,7	-0,001	1	8,3	0,013
"	"	"	"	1	98,2	0,015	1,5	5,5	0,008
"	"	"	"	1,5	894,8	0,138	2	2,7	0,004
"	"	"	"	2	1648,9	0,254	2,5	19,1	0,029
"	"	"	"	2,5	2194,0	0,338	3	53,9	0,081
"	"	"	"	3	2568,0	0,396	3,5	90,6	0,136
"	"	"	"	3,5	2829,2	0,436	4	125,9	0,189
"	"	"	"	4	3008,0	0,464	4,5	160,4	0,241
"	"	"	"	4,5	3142,0	0,484	5	181,2	0,273
"	"	"	"	5	3219,6	0,496	5,5	205,6	0,309
"	"	"	"	5,5	3258,0	0,502	6,5	243,9	0,367
"	"	"	"	6	3292,5	0,507	7,5	262,2	0,394
"	"	"	"	7	3311,2	0,510	9,5	274,8	0,413
"	"	"	"	8	3299,7	0,509	10,5	276,0	0,415
"	"	"	"	9	3273,3	0,504	11,5	274,8	0,413
"	"	"	"	10	3233,2	0,498	12,5	272,8	0,411
"	"	"	"	11	3199,1	0,493	19,5	263,0	0,395
"	"	"	"	12	3148,3	0,485	23,5	258,4	0,389

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa,s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,4% tylose	0,009813	2,831	7.500	0,5	-8,7	-0,002	1	4,7	0,012
"	"	"	"	1	34,8	0,009	1,5	1,6	0,004
"	"	"	"	1,5	496,5	0,124	2	1,6	0,004
"	"	"	"	2	993,3	0,248	2,5	10,5	0,026
"	"	"	"	2,5	1359,4	0,339	3	33,5	0,082
"	"	"	"	3	1605,0	0,401	3,5	54,6	0,133
"	"	"	"	3,5	1783,4	0,445	4	78,0	0,190
"	"	"	"	4	1866,0	0,466	4,5	99,8	0,243
"	"	"	"	4,5	1973,1	0,493	5	115,8	0,282
"	"	"	"	5	1984,8	0,495	5,5	130,1	0,317
"	"	"	"	5,5	2019,8	0,504	6,5	147,3	0,359
"	"	"	"	6	2034,5	0,508	7,5	159,2	0,388
"	"	"	"	7	2025,5	0,506	9,5	165,5	0,404
"	"	"	"	8	2016,7	0,503	10,5	165,7	0,404
"	"	"	"	9	1984,9	0,495	11,5	163,8	0,400
"	"	"	"	10	1954,6	0,488	12,5	162,8	0,397
"	"	"	"	11	1931,6	0,482	19,5	155,3	0,379
"	"	"	"	12	1901,2	0,475	23,5	150,8	0,368
"	0,01114	2,100	4.900	0,5	-5,2	-0,002	1	1,3	0,006
"	"	"	"	1	1,5	0,001	1,5	1,1	0,005
"	"	"	"	1,5	177,1	0,080	2	0,6	-0,003
"	"	"	"	2	462,8	0,210	2,5	3,0	0,013
"	"	"	"	2,5	706,9	0,321	3	16,0	0,071
"	"	"	"	3	879,1	0,399	3,5	30,5	0,135
"	"	"	"	3,5	1001,1	0,454	4	42,9	0,190
"	"	"	"	4	1051,1	0,477	4,5	55,9	0,248
"	"	"	"	4,5	1115,0	0,506	5	65,2	0,289
"	"	"	"	5	1132,2	0,514	5,5	73,8	0,327
"	"	"	"	5,5	1137,2	0,516	6,5	86,4	0,383
"	"	"	"	6	1141,8	0,517	7,5	91,3	0,405
"	"	"	"	7	1138,6	0,516	9,5	93,6	0,415
"	"	"	"	8	1119,4	0,508	10,5	93,1	0,413
"	"	"	"	9	1097,9	0,498	11,5	92,7	0,411
"	"	"	"	10	1050,0	0,489	12,5	91,8	0,407
"	"	"	"	11	1084,1	0,476	19,5	86,3	0,383
"	"	"	"	12	1031,8	0,468	23,5	83,9	0,372
"	0,01441	1,386	2.500	0,5	-9,1	-0,010	1	0,8	0,008
"	"	"	"	1	12,5	0,013	1,5	0,1	-0,001
"	"	"	"	1,5	19,4	0,020	2	2,0	0,021
"	"	"	"	2	24,6	0,026	2,5	2,1	0,021
"	"	"	"	2,5	36,4	0,038	3	0,6	0,006
"	"	"	"	3	52,7	0,055	3,5	0,6	0,006
"	"	"	"	3,5	67,8	0,081	4	1,3	0,013
"	"	"	"	4	79,3	0,072	4,5	1,3	0,013
"	"	"	"	4,5	91,0	0,095	5	1,5	0,016
"	"	"	"	5	130,5	0,136	5,5	1,8	0,019
"	"	"	"	5,5	157,9	0,164	6,5	2,3	0,023
"	"	"	"	6	178,4	0,186	7,5	3,4	0,035
"	"	"	"	7	211,7	0,220	9,5	6,3	0,065
"	"	"	"	8	265,6	0,277	10,5	9,8	0,101
"	"	"	"	9	291,0	0,303	11,5	16,1	0,165
"	"	"	"	10	316,7	0,330	12,5	29,6	0,304
"	"	"	"	11	354,6	0,369	19,5	37,0	0,380
"	"	"	"	12	385,8	0,388	23,5	39,8	0,408

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($RE=1,538$)	C_p ($RE=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($RE=2$)	C_p ($RE=2$)
0,4% tylose	0,01662	0,863	1.350	0,5	-2,5	-0,007	1	-0,5	-0,014
"	"	"	"	1	1,3	0,003	1,5	-0,8	-0,021
"	"	"	"	1,5	6,6	0,018	2	-0,9	-0,024
"	"	"	"	2	12,0	0,032	2,5	-0,6	-0,016
"	"	"	"	2,5	17,4	0,047	3	-0,7	-0,018
"	"	"	"	3	20,4	0,055	3,5	-0,3	-0,008
"	"	"	"	3,5	24,1	0,065	4	-0,3	-0,007
"	"	"	"	4	29,6	0,080	4,5	-0,3	-0,007
"	"	"	"	4,5	37,4	0,101	5	-0,1	-0,002
"	"	"	"	5	37,5	0,101	5,5	0,1	0,019
"	"	"	"	5,5	42,8	0,115	6,5	0,4	0,010
"	"	"	"	6	47,9	0,129	7,5	0,8	0,020
"	"	"	"	7	56,0	0,150	9,5	0,9	0,023
"	"	"	"	8	65,5	0,176	10,5	1,5	0,038
"	"	"	"	9	73,6	0,198	11,5	2,2	0,056
"	"	"	"	10	78,5	0,211	12,5	4,5	0,118
"	"	"	"	11	88,4	0,238	19,5	8,0	0,208
"	"	"	"	12	95,5	0,256	23,5	15,2	0,393
0,5% tylose	0,01001	4,824	11.400	0,5	35,9	0,003	1	20,6	0,018
"	"	"	"	1	77,4	0,007	1,5	15,5	0,014
"	"	"	"	1,5	1308,9	0,114	2	10,1	0,009
"	"	"	"	2	2709,1	0,235	2,5	27,9	0,025
"	"	"	"	2,5	3812,3	0,331	3	86,8	0,077
"	"	"	"	3	4574,2	0,397	3,5	155,0	0,138
"	"	"	"	3,5	5110,5	0,443	4	219,2	0,194
"	"	"	"	4	5487,1	0,476	4,5	279,0	0,247
"	"	"	"	4,5	5751,1	0,499	5	330,1	0,293
"	"	"	"	5	5945,1	0,516	5,5	372,1	0,330
"	"	"	"	5,5	6058,2	0,525	6,5	435,1	0,386
"	"	"	"	6	6103,5	0,529	7,5	470,4	0,417
"	"	"	"	7	6119,9	0,531	9,5	489,7	0,434
"	"	"	"	8	6130,3	0,532	10,5	491,5	0,436
"	"	"	"	9	6079,3	0,527	11,5	486,1	0,431
"	"	"	"	10	6009,9	0,521	12,5	484,8	0,430
"	"	"	"	11	5910,0	0,513	19,5	463,6	0,411
"	"	"	"	12	5838,7	0,506	23,5	452,6	0,401
"	0,01168	3,998	8.900	0,5	12,8	0,002	1	9,3	0,012
"	"	"	"	1	19,4	0,002	1,5	6,0	0,007
"	"	"	"	1,5	732,3	0,092	2	2,1	0,003
"	"	"	"	2	1705,9	0,215	2,5	13,4	0,029
"	"	"	"	2,5	2497,0	0,314	3	56,4	0,081
"	"	"	"	3	3054,9	0,384	3,5	104,3	0,136
"	"	"	"	3,5	3457,9	0,435	4	153,3	0,189
"	"	"	"	4	3732,7	0,470	4,5	194,0	0,240
"	"	"	"	4,5	3908,9	0,492	5	232,1	0,287
"	"	"	"	5	4045,2	0,509	5,5	256,7	0,317
"	"	"	"	5,5	4133,1	0,520	6,5	306,4	0,379
"	"	"	"	6	4155,7	0,523	7,5	331,4	0,410
"	"	"	"	7	4157,1	0,523	9,5	336,8	0,416
"	"	"	"	8	4151,7	0,522	10,5	334,3	0,413
"	"	"	"	9	4058,3	0,511	11,5	333,1	0,412
"	"	"	"	10	4020,1	0,506	12,5	331,5	0,410
"	"	"	"	11	3947,9	0,497	19,5	315,5	0,390
"	"	"	"	12	3898,2	0,490	23,5	306,1	0,378

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,5% tylose	0,01581	2,919	4.800	0,5	2,9	0,001	1	5,1	0,012
"	"	"	"	1	-2,2	-0,001	1,5	2,3	0,005
"	"	"	"	1,5	197,0	0,046	2	0,4	0,001
"	"	"	"	2	606,5	0,142	2,5	8,6	0,020
"	"	"	"	2,5	1042,3	0,245	3	18,9	0,044
"	"	"	"	3	1407,8	0,331	3,5	33,6	0,078
"	"	"	"	3,5	1690,8	0,397	4	48,0	0,111
"	"	"	"	4	1889,1	0,444	4,5	56,7	0,132
"	"	"	"	4,5	2040,2	0,479	5	69,4	0,161
"	"	"	"	5	2115,3	0,497	5,5	83,9	0,195
"	"	"	"	5,5	2151,9	0,505	6,5	120,2	0,279
"	"	"	"	6	2150,2	0,505	7,5	156,9	0,364
"	"	"	"	7	2154,1	0,506	9,5	195,0	0,429
"	"	"	"	8	2158,1	0,507	10,5	194,7	0,452
"	"	"	"	9	2130,9	0,501	11,5	197,4	0,458
"	"	"	"	10	2126,4	0,499	12,5	195,3	0,454
"	"	"	"	11	2087,7	0,490	19,5	186,2	0,432
"	"	"	"	12	2075,4	0,487	23,5	181,7	0,422
"	0,01956	2,182	2.900	0,5	4,6	0,002	1	3,3	0,014
"	"	"	"	1	13,3	0,006	1,5	2,3	0,009
"	"	"	"	1,5	25,6	0,011	2	2,2	0,009
"	"	"	"	2	41,5	0,017	2,5	1,7	0,007
"	"	"	"	2,5	64,8	0,027	3	3,7	0,015
"	"	"	"	3	86,0	0,036	3,5	4,9	0,020
"	"	"	"	3,5	108,2	0,046	4	5,4	0,022
"	"	"	"	4	129,5	0,054	4,5	6,8	0,028
"	"	"	"	4,5	144,0	0,061	5	7,1	0,029
"	"	"	"	5	176,4	0,074	5,5	7,8	0,032
"	"	"	"	5,5	196,0	0,082	6,5	9,2	0,038
"	"	"	"	6	212,4	0,089	7,5	12,6	0,052
"	"	"	"	7	247,9	0,104	9,5	19,6	0,081
"	"	"	"	8	291,4	0,122	10,5	28,3	0,117
"	"	"	"	9	376,3	0,158	11,5	48,5	0,200
"	"	"	"	10	447,7	0,188	12,5	82,1	0,339
"	"	"	"	11	528,4	0,222	19,5	104,5	0,432
"	"	"	"	12	639,1	0,269	23,5	101,7	0,420
"	0,02487	1,339	1.400	0,5	-0,8	-0,008	1	-1,4	-0,015
"	"	"	"	1	9,2	0,010	1,5	-1,2	-0,013
"	"	"	"	1,5	21,9	0,024	2	-0,7	-0,007
"	"	"	"	2	33,5	0,038	2,5	-1,4	-0,016
"	"	"	"	2,5	47,3	0,053	3	-0,6	-0,007
"	"	"	"	3	65,5	0,073	3,5	-0,6	-0,006
"	"	"	"	3,5	75,2	0,084	4	0,3	0,004
"	"	"	"	4	88,6	0,099	4,5	0,7	0,007
"	"	"	"	4,5	103,4	0,115	5	1,0	0,011
"	"	"	"	5	116,9	0,130	5,5	1,4	0,015
"	"	"	"	5,5	129,1	0,144	6,5	1,8	0,019
"	"	"	"	6	140,0	0,156	7,5	3,0	0,032
"	"	"	"	7	164,8	0,184	9,5	3,5	0,038
"	"	"	"	8	188,6	0,210	10,5	5,1	0,055
"	"	"	"	9	211,7	0,237	11,5	6,0	0,065
"	"	"	"	10	237,1	0,264	12,5	7,8	0,084
"	"	"	"	11	251,6	0,281	19,5	46,0	0,496
"	"	"	"	12	269,6	0,3001	23,5	44,3	0,477

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,5% tylose	0,02708	0,969	930	0,5	1,7	0,004	1	-0,9	-0,019
"	"	"	"	1	10,0	0,021	1,5	-1,0	-0,021
"	"	"	"	1,5	20,2	0,043	2	-1,1	-0,023
"	"	"	"	2	29,5	0,063	2,5	-1,0	-0,021
"	"	"	"	2,5	41,2	0,088	3	-0,7	-0,014
"	"	"	"	3	51,9	0,111	3,5	-0,4	-0,008
"	"	"	"	3,5	62,0	0,132	4	0,3	0,005
"	"	"	"	4	71,9	0,153	4,5	0,3	0,007
"	"	"	"	4,5	75,3	0,161	5	0,4	0,007
"	"	"	"	5	90,4	0,193	5,5	0,6	0,013
"	"	"	"	5,5	99,2	0,211	6,5	1,0	0,020
"	"	"	"	6	105,8	0,226	7,5	2,0	0,042
"	"	"	"	7	122,1	0,260	9,5	3,3	0,067
"	"	"	"	8	138,3	0,295	10,5	4,1	0,085
"	"	"	"	9	150,1	0,320	11,5	4,5	0,093
"	"	"	"	10	165,6	0,353	12,5	4,6	0,095
"	"	"	"	11	175,3	0,374	19,5	19,5	0,403
"	"	"	"	12	184,0	-0,392	23,5	24,7	0,509
0,6% tylose	0,0161	4,768	7.700	0,5	33,7	-0,003	1	11,7	0,011
"	"	"	"	1	4,8	-0,0004	1,5	13,7	0,013
"	"	"	"	1,5	582,0	0,052	2	15,0	0,014
"	"	"	"	2	1761,1	0,157	2,5	23,9	0,022
"	"	"	"	2,5	3001,6	0,267	3	63,9	0,059
"	"	"	"	3	3972,1	0,353	3,5	124,4	0,114
"	"	"	"	3,5	4690,2	0,417	4	194,0	0,178
"	"	"	"	4	5159,1	0,458	4,5	258,1	0,237
"	"	"	"	4,5	5556,9	0,484	5	314,4	0,288
"	"	"	"	5	5742,1	0,510	5,5	363,5	0,333
"	"	"	"	5,5	5880,4	0,523	6,5	429,9	0,394
"	"	"	"	6	5928,2	0,527	7,5	467,4	0,429
"	"	"	"	7	5962,2	0,530	9,5	482,0	0,442
"	"	"	"	8	5933,3	0,527	10,5	485,7	0,446
"	"	"	"	9	5883,5	0,523	11,5	481,9	0,442
"	"	"	"	10	5752,3	0,511	12,5	477,8	0,438
"	"	"	"	11	5681,2	0,505	19,5	451,4	0,414
"	"	"	"	12	5590,3	0,497	23,5	449,2	0,412
"	0,01749	4,305	6.400	0,5	26,3	-0,003	1	8,9	0,009
"	"	"	"	1	3,7	0,0004	1,5	9,0	0,009
"	"	"	"	1,5	388,0	0,042	2	2,1	-0,002
"	"	"	"	2	1281,5	0,137	2,5	2,0	0,002
"	"	"	"	2,5	2306,6	0,247	3	33,4	0,034
"	"	"	"	3	3178,0	0,340	3,5	57,1	0,058
"	"	"	"	3,5	3835,0	0,410	4	105,9	0,108
"	"	"	"	4	4310,1	0,461	4,5	141,9	0,145
"	"	"	"	4,5	4655,0	0,498	5	200,0	0,204
"	"	"	"	5	4782,4	0,511	5,5	238,3	0,243
"	"	"	"	5,5	4880,4	0,522	6,5	319,6	0,326
"	"	"	"	6	4889,3	0,523	7,5	369,0	0,377
"	"	"	"	7	4902,1	0,524	9,5	410,1	0,419
"	"	"	"	8	4905,9	0,524	10,5	431,8	0,441
"	"	"	"	9	4902,7	0,524	11,5	426,9	0,437
"	"	"	"	10	4803,1	0,513	12,5	422,2	0,431
"	"	"	"	11	4732,1	0,506	19,5	400,7	0,409
"	"	"	"	12	4638,8	0,496	23,5	385,7	0,394

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,6% tylose	0,02270	3,580	4.100	0,5	26,6	0,004	1	4,2	0,006
"	"	"	"	1	48,9	0,008	1,5	6,4	0,010
"	"	"	"	1,5	188,2	0,029	2	-3,4	-0,005
"	"	"	"	2	508,9	0,079	2,5	-2,9	-0,004
"	"	"	"	2,5	861,8	0,133	3	-2,6	-0,004
"	"	"	"	3	1225,6	0,190	3,5	-1,8	-0,003
"	"	"	"	3,5	1578,0	0,244	4	-0,02	-0,001
"	"	"	"	4	1866,3	0,289	4,5	1,8	0,003
"	"	"	"	4,5	2260,5	0,350	5	3,6	0,005
"	"	"	"	5	2531,8	0,392	5,5	6,9	0,011
"	"	"	"	5,5	2820,4	0,436	6,5	49,7	0,075
"	"	"	"	6	2928,9	0,453	7,5	127,2	0,193
"	"	"	"	7	3093,6	0,479	9,5	275,8	0,418
"	"	"	"	8	3152,4	0,488	10,5	306,9	0,465
"	"	"	"	9	3191,6	0,494	11,5	312,8	0,474
"	"	"	"	10	3211,2	0,497	12,5	313,5	0,475
"	"	"	"	11	3221,1	0,498	19,5	301,4	0,456
"	"	"	"	12	3243,6	0,502	23,5	291,4	0,441
"	0,02594	2,893	2.900	0,5	22,7	0,005	1	0,5	0,001
"	"	"	"	1	38,9	0,009	1,5	-0,6	-0,001
"	"	"	"	1,5	72,4	0,017	2	1,0	0,002
"	"	"	"	2	108,5	0,026	2,5	1,8	0,004
"	"	"	"	2,5	146,8	0,035	3	2,6	0,006
"	"	"	"	3	191,9	0,046	3,5	3,3	0,008
"	"	"	"	3,5	236,3	0,056	4	4,2	0,010
"	"	"	"	4	258,5	0,062	4,5	4,5	0,011
"	"	"	"	4,5	324,9	0,078	5	4,6	0,011
"	"	"	"	5	341,0	0,081	5,5	4,9	0,011
"	"	"	"	5,5	349,1	0,083	6,5	6,3	0,015
"	"	"	"	6	38101	0,091	7,5	14,3	0,034
"	"	"	"	7	451,6	0,108	9,5	47,1	0,110
"	"	"	"	8	520,1	0,124	10,5	76,0	0,177
"	"	"	"	9	583,5	0,139	11,5	123,8	0,289
"	"	"	"	10	685,5	0,164	12,5	172,5	0,403
"	"	"	"	11	888,3	0,212	19,5	198,4	0,463
"	"	"	"	12	1054,6	0,252	23,5	190,8	0,445
"	0,02957	2,388	2.100	0,5	8,6	0,003	1	-1,1	-0,004
"	"	"	"	1	26,8	0,01	1,5	-1,6	-0,006
"	"	"	"	1,5	53,0	0,019	2	-1,2	-0,004
"	"	"	"	2	78,2	0,029	2,5	-0,2	-0,001
"	"	"	"	2,5	99,3	0,036	3	-0,3	-0,001
"	"	"	"	3	131,4	0,048	3,5	0,9	0,003
"	"	"	"	3,5	164,3	0,060	4	2,3	0,008
"	"	"	"	4	221,9	0,081	4,5	2,7	0,009
"	"	"	"	4,5	230,8	0,084	5	3,3	0,011
"	"	"	"	5	266,9	0,097	5,5	4,1	0,014
"	"	"	"	5,5	292,6	0,107	6,5	6,1	0,021
"	"	"	"	6	332,0	0,121	7,5	9,7	0,034
"	"	"	"	7	393,8	0,144	9,5	11,5	0,040
"	"	"	"	8	446,8	0,163	10,5	14,0	0,048
"	"	"	"	9	500,6	0,182	11,5	14,8	0,051
"	"	"	"	10	548,1	0,200	12,5	19,3	0,067
"	"	"	"	11	598,7	0,218	19,5	134,6	0,464
"	"	"	"	12	643,2	0,259	23,5	129,3	0,447

Tabela B.4- Características integrais do escoamento das soluções de tylose.

Solução	η (Pa,s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
0,6% tylose	0,03563	1,507	1.100	0,5	6,7	0,006	1	-1,3	-0,010
"	"	"	"	1	21,5	0,018	1,5	-2,3	-0,018
"	"	"	"	1,5	42,5	0,036	2	-2,3	-0,019
"	"	"	"	2	64,0	0,053	2,5	-0,9	-0,007
"	"	"	"	2,5	86,2	0,072	3	-0,6	-0,005
"	"	"	"	3	110,8	0,092	3,5	0,2	-0,001
"	"	"	"	3,5	133,9	0,112	4	0,8	0,007
"	"	"	"	4	161,4	0,135	4,5	2,0	0,016
"	"	"	"	4,5	181,4	0,151	5	2,1	0,017
"	"	"	"	5	201,6	0,168	5,5	2,4	0,019
"	"	"	"	5,5	219,7	0,183	6,5	4,6	0,038
"	"	"	"	6	243,5	0,203	7,5	7,0	0,057
"	"	"	"	7	278,6	0,232	9,5	10,1	0,083
"	"	"	"	8	311,2	0,260	10,5	10,2	0,107
"	"	"	"	9	340,8	0,284	11,5	13,2	0,123
"	"	"	"	10	365,5	0,305	12,5	15,0	0,138
"	"	"	"	11	390,3	0,326	19,5	30,0	0,244
"	"	"	"	12	412,1	0,344	23,5	47,5	0,388

Tabela B.5- Características integrais do escoamento das suspensões de laponite.

Solução	η (Pa.s)	U_l (m/s)	Re_w	x/d	ΔP (Pa) ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	ΔP (Pa) ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
1% laponite	0,00381	4,569	31.400	0,5	120,2	0,012	1	34,5	0,033
"	"	"	"	1	256,3	0,025	1,5	29,0	0,028
"	"	"	"	1,5	1113,5	0,110	2	26,6	0,026
"	"	"	"	2	2031,3	0,201	2,5	37,4	0,036
"	"	"	"	2,5	2816,6	0,279	3	70,2	0,068
"	"	"	"	3	3386,3	0,335	3,5	113,6	0,109
"	"	"	"	3,5	3822,9	0,378	4	159,2	0,153
"	"	"	"	4	4173,9	0,413	4,5	207,0	0,199
"	"	"	"	4,5	4425,6	0,438	5	250,5	0,241
"	"	"	"	5	4648,6	0,460	5,5	285,8	0,275
"	"	"	"	5,5	4786,7	0,474	6,5	351,5	0,339
"	"	"	"	6	49075	0,486	7,5	402,1	0,387
"	"	"	"	7	5026,5	0,497	9,5	437,7	0,422
"	"	"	"	8	5124,9	0,507	10,5	440,3	0,424
"	"	"	"	9	5170,3	0,512	11,5	442,5	0,426
"	"	"	"	10	5165,3	0,511	12,5	445,8	0,430
"	"	"	"	11	5159,1	0,511	19,5	439,6	0,424
"	"	"	"	12	5119,4	0,507	23,5	437,5	0,422
"	0,00413	3,707	23.500	0,5	56,6	0,008	1	18,6	0,026
"	"	"	"	1	162,0	0,023	1,5	18,0	0,025
"	"	"	"	1,5	742,2	0,107	2	15,8	0,022
"	"	"	"	2	1358,9	0,196	2,5	22,7	0,032
"	"	"	"	2,5	1880,3	0,271	3	44,6	0,063
"	"	"	"	3	2264,0	0,326	3,5	74,7	0,105
"	"	"	"	3,5	2551,3	0,368	4	103,6	0,146
"	"	"	"	4	2787,5	0,402	4,5	135,0	0,190
"	"	"	"	4,5	2952,3	0,425	5	163,4	0,230
"	"	"	"	5	3114,8	0,449	5,5	188,1	0,264
"	"	"	"	5,5	3221,3	0,464	6,5	232,2	0,326
"	"	"	"	6	3322,5	0,479	7,5	263,0	0,370
"	"	"	"	7	3408,4	0,491	9,5	291,7	0,410
"	"	"	"	8	3481,5	0,502	10,5	292,8	0,411
"	"	"	"	9	3505,4	0,505	11,5	298,2	0,419
"	"	"	"	10	3497,0	0,504	12,5	295,1	0,415
"	"	"	"	11	3488,2	0,503	19,5	291,2	0,409
"	"	"	"	12	3485,5	0,502	23,5	289,6	0,407
"	0,00453	3,080	17.800	0,5	28,4	0,006	1	14,4	0,030
"	"	"	"	1	99,5	0,022	1,5	13,3	0,028
"	"	"	"	1,5	491,0	0,106	2	11,9	0,025
"	"	"	"	2	890,0	0,192	2,5	16,6	0,035
"	"	"	"	2,5	1221,1	0,264	3	30,3	0,064
"	"	"	"	3	1469,6	0,320	3,5	45,1	0,095
"	"	"	"	3,5	1660,1	0,358	4	65,8	0,138
"	"	"	"	4	1811,2	0,391	4,5	89,4	0,188
"	"	"	"	4,5	1921,1	0,414	5	106,5	0,224
"	"	"	"	5	2021,9	0,436	5,5	119,5	0,251
"	"	"	"	5,5	2094,0	0,452	6,5	147,3	0,310
"	"	"	"	6	2163,1	0,467	7,5	168,4	0,354
"	"	"	"	7	2239,3	0,483	9,5	192,3	0,404
"	"	"	"	8	2282,3	0,492	10,5	196,1	0,412
"	"	"	"	9	2308,6	0,498	11,5	197,5	0,415
"	"	"	"	10	2310,2	0,498	12,5	195,5	0,411
"	"	"	"	11	2304,6	0,497	19,5	193,0	0,406
"	"	"	"	12	2296,1	0,495	23,5	191,2	0,402

Tabela B.5- Características integrais do escoamento das suspensões de laponite.

Solução	$\eta(\text{Pa.s})$	$U_l \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
1% laponite	0,00526	2,250	11.200	0,5	3,0	0,001	1	6,6	0,025
“	“	“	“	1	56,7	0,022	1,5	5,4	0,021
“	“	“	“	1,5	288,1	0,113	2	4,6	0,018
“	“	“	“	2	505,7	0,198	2,5	8,0	0,031
“	“	“	“	2,5	683,9	0,267	3	16,0	0,062
“	“	“	“	3	816,3	0,319	3,5	27,1	0,104
“	“	“	“	3,5	917,5	0,358	4	37,5	0,144
“	“	“	“	4	1001,3	0,391	4,5	49,2	0,189
“	“	“	“	4,5	1047,2	0,409	5	57,2	0,220
“	“	“	“	5	1111,9	0,434	5,5	66,1	0,254
“	“	“	“	5,5	1165,0	0,455	6,5	80,7	0,310
“	“	“	“	6	1174,2	0,459	7,5	92,4	0,356
“	“	“	“	7	1217,9	0,476	9,5	103,8	0,399
“	“	“	“	8	1234,1	0,482	10,5	105,6	0,406
“	“	“	“	9	1248,1	0,487	11,5	106,5	0,410
“	“	“	“	10	1251,6	0,489	12,5	107,4	0,413
“	“	“	“	11	1245,4	0,486	19,5	105,2	0,405
“	“	“	“	12	1244,5	0,485	23,5	103,4	0,398
“	0,00648	1,559	6.300	0,5	-3,6	-0,003	1	0,3	0,002
“	“	“	“	1	35,9	0,030	1,5	1,7	0,013
“	“	“	“	1,5	160,2	0,132	2	1,4	0,011
“	“	“	“	2	261,0	0,216	2,5	3,6	0,029
“	“	“	“	2,5	345,5	0,285	3	8,0	0,065
“	“	“	“	3	403,8	0,333	3,5	16,1	0,131
“	“	“	“	3,5	448,9	0,371	4	22,2	0,181
“	“	“	“	4	483,6	0,401	4,5	24,7	0,201
“	“	“	“	4,5	516,4	0,426	5	28,7	0,234
“	“	“	“	5	530,6	0,438	5,5	31,8	0,259
“	“	“	“	5,5	562,3	0,464	6,5	39,4	0,321
“	“	“	“	6	600,6	0,496	7,5	44,5	0,362
“	“	“	“	7	605,6	0,500	9,5	49,9	0,406
“	“	“	“	8	610,0	0,504	10,5	51,1	0,415
“	“	“	“	9	616,1	0,509	11,5	51,1	0,416
“	“	“	“	10	616,2	0,509	12,5	51,6	0,419
“	“	“	“	11	613,0	0,506	19,5	50,3	0,409
“	“	“	“	12	603,4	0,498	23,5	47,2	0,384
“	0,00858	0,983	3.000	0,5	-5,2	-0,011	1	0,7	0,014
“	“	“	“	1	18,4	0,037	1,5	1,0	0,018
“	“	“	“	1,5	78,4	0,159	2	1,7	0,031
“	“	“	“	2	125,6	0,255	2,5	3,5	0,066
“	“	“	“	2,5	160,7	0,327	3	6,9	0,128
“	“	“	“	3	183,6	0,373	3,5	10,0	0,187
“	“	“	“	3,5	199,2	0,405	4	14,1	0,263
“	“	“	“	4	214,9	0,436	4,5	15,2	0,285
“	“	“	“	4,5	224,8	0,457	5	18,0	0,338
“	“	“	“	5	236,79	0,481	5,5	18,8	0,352
“	“	“	“	5,5	242,7	0,493	6,5	19,6	0,367
“	“	“	“	6	247,1	0,502	7,5	21,4	0,400
“	“	“	“	7	252,2	0,512	9,5	22,8	0,427
“	“	“	“	8	255,4	0,519	10,5	23,2	0,434
“	“	“	“	9	255,1	0,518	11,5	24,0	0,450
“	“	“	“	10	253,7	0,515	12,5	24,9	0,466
“	“	“	“	11	252,9	0,514	19,5	23,0	0,431
“	“	“	“	12	251,5	0,511	23,5	22,0	0,411

Tabela B.5- Características integrais do escoamento das suspensões de laponite.

Solução	$\eta(\text{Pa.s})$	$U_I \text{ (m/s)}$	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
1,5% laponite	0,00583	4,445	20.000	0,5	70,2	0,007	1	31,6	0,031
"	"	"	"	1	236,8	0,024	1,5	27,2	0,027
"	"	"	"	1,5	1380,0	0,161	2	24,3	0,024
"	"	"	"	2	1999,6	0,202	2,5	35,2	0,035
"	"	"	"	2,5	2745,6	0,277	3	64,1	0,064
"	"	"	"	3	3596,9	0,333	3,5	106,9	0,106
"	"	"	"	3,5	3711,3	0,375	4	152,8	0,152
"	"	"	"	4	4031,6	0,407	4,5	195,2	0,194
"	"	"	"	4,5	4317,4	0,436	5	235,9	0,234
"	"	"	"	5	4500,3	0,455	5,5	275,1	0,273
"	"	"	"	5,5	4619,9	0,467	6,5	333,8	0,331
"	"	"	"	6	4763,1	0,481	7,5	381,3	0,378
"	"	"	"	7	4890,9	0,494	9,5	420,1	0,417
"	"	"	"	8	4995,3	0,505	10,5	427,6	0,424
"	"	"	"	9	5029,2	0,508	11,5	429,6	0,427
"	"	"	"	10	5036,7	0,509	12,5	431,3	0,428
"	"	"	"	11	5031,0	0,508	19,5	422,9	0,420
"	"	"	"	12	5008,7	0,506	23,5	420,0	0,417
"	0,00641	3,74	15.300	0,5	24,8	0,004	1	20,1	0,027
"	"	"	"	1	161,2	0,023	1,5	19,3	0,026
"	"	"	"	1,5	789,8	0,112	2	16,7	0,023
"	"	"	"	2	1421,2	0,202	2,5	25,9	0,035
"	"	"	"	2,5	1921,0	0,272	3	47,3	0,064
"	"	"	"	3	2295,4	0,325	3,5	77,5	0,105
"	"	"	"	3,5	2581,0	0,366	4	111,3	0,151
"	"	"	"	4	2793,2	0,396	4,5	139,7	0,189
"	"	"	"	4,5	2995,8	0,425	5	167,5	0,227
"	"	"	"	5	3137,5	0,445	5,5	193,8	0,262
"	"	"	"	5,5	3233,0	0,458	6,5	237,2	0,321
"	"	"	"	6	3314,0	0,470	7,5	269,3	0,365
"	"	"	"	7	3423,2	0,485	9,5	300,8	0,407
"	"	"	"	8	3498,5	0,496	10,5	305,7	0,414
"	"	"	"	9	3511,1	0,498	11,5	307,3	0,417
"	"	"	"	10	3520,8	0,199	12,5	306,3	0,415
"	"	"	"	11	3535,6	0,501	19,5	302,3	0,409
"	"	"	"	12	3498,5	0,500	23,5	301,2	0,408
"	0,00734	2,994	10.700	0,5	-17,5	-0,004	1	10,1	0,021
"	"	"	"	1	104,9	0,023	1,5	9,8	0,021
"	"	"	"	1,5	523,7	0,114	2	8,9	0,019
"	"	"	"	2	925,2	0,202	2,5	15,5	0,033
"	"	"	"	2,5	1238,9	0,271	3	30,8	0,065
"	"	"	"	3	1471,4	0,321	3,5	49,5	0,105
"	"	"	"	3,5	1648,4	0,360	4	71,4	0,151
"	"	"	"	4	1780,0	0,389	4,5	92,1	0,195
"	"	"	"	4,5	1905,3	0,416	5	108,0	0,228
"	"	"	"	5	1980,8	0,433	5,5	125,1	0,264
"	"	"	"	5,5	2061,9	0,450	6,5	149,8	0,316
"	"	"	"	6	2153,7	0,470	7,5	173,2	0,366
"	"	"	"	7	2217,3	0,484	9,5	192,9	0,408
"	"	"	"	8	2260,3	0,494	10,5	196,4	0,415
"	"	"	"	9	2271,0	0,496	11,5	197,5	0,417
"	"	"	"	10	2273,1	0,496	12,5	197,7	0,418
"	"	"	"	11	2276,4	0,498	19,5	192,3	0,406
"	"	"	"	12	2264,7	0,495	23,5	191,0	0,403

Tabela B.5- Características integrais do escoamento das suspensões de laponite.

Solução	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	U_l (m/s)	Re_w	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=1,538$)	C_p ($Re=1,538$)	x/d	$\Delta P(\text{Pa})$ ($Re=2$)	C_p ($Re=2$)
1,5% laponite	0,00880	2,281	6.800	0,5	-4,2	-0,002	1	7,1	0,026
"	"	"	"	1	81,2	0,031	1,5	5,5	0,020
"	"	"	"	1,5	351,9	0,132	2	4,6	0,017
"	"	"	"	2	588,2	0,221	2,5	8,8	0,033
"	"	"	"	2,5	765,6	0,288	3	19,0	0,070
"	"	"	"	3	893,1	0,336	3,5	31,6	0,117
"	"	"	"	3,5	985,3	0,371	4	41,9	0,155
"	"	"	"	4	1061,7	0,399	4,5	53,3	0,197
"	"	"	"	4,5	1108,3	0,417	5	62,7	0,232
"	"	"	"	5	1169,2	0,440	5,5	74,5	0,276
"	"	"	"	5,5	1211,8	0,456	6,5	86,9	0,322
"	"	"	"	6	1245,5	0,469	7,5	99,5	0,369
"	"	"	"	7	1277,2	0,481	9,5	110,5	0,409
"	"	"	"	8	1296,4	0,488	10,5	110,9	0,411
"	"	"	"	9	1344,7	0,494	11,5	112,9	0,418
"	"	"	"	10	1301,3	0,490	12,5	113,9	0,422
"	"	"	"	11	1300,7	0,0489	19,5	111,2	0,412
"	"	"	"	12	1299,4	0,489	23,5	110,4	0,409
"	0,01103	1,682	4.000	0,5	-2,4	-0,017	1	2,2	0,015
"	"	"	"	1	37,8	0,027	1,5	2,0	0,014
"	"	"	"	1,5	201,1	0,141	2	1,7	0,012
"	"	"	"	2	332,2	0,233	2,5	5,6	0,038
"	"	"	"	2,5	430,7	0,302	3	11,9	0,081
"	"	"	"	3	492,6	0,346	3,5	19,1	0,131
"	"	"	"	3,5	536,6	0,377	4	25,3	0,173
"	"	"	"	4	558,3	0,392	4,5	30,5	0,209
"	"	"	"	4,5	616,6	0,433	5	36,2	0,248
"	"	"	"	5	613,6	0,431	5,5	43,0	0,295
"	"	"	"	5,5	659,4	0,463	6,5	48,6	0,333
"	"	"	"	6	677,6	0,476	7,5	55,1	0,378
"	"	"	"	7	696,8	0,489	9,5	60,7	0,416
"	"	"	"	8	702,7	0,493	10,5	61,4	0,421
"	"	"	"	9	703,9	0,494	11,5	62,6	0,429
"	"	"	"	10	700,0	0,491	12,5	61,8	0,424
"	"	"	"	11	700,0	0,491	19,5	60,1	0,412
"	"	"	"	12	699,7	0,491	23,5	59,2	0,405
"	0,0152	1,121	1.940	0,5	-2,0	-0,003	1	0,7	0,010
"	"	"	"	1	19,9	0,031	1,5	0,4	0,006
"	"	"	"	1,5	128,7	0,203	2	0,4	0,005
"	"	"	"	2	177,7	0,281	2,5	2,7	0,040
"	"	"	"	2,5	215,9	0,356	3	7,0	0,103
"	"	"	"	3	245,3	0,384	3,5	10,7	0,158
"	"	"	"	3,5	272,6	0,430	4	14,6	0,215
"	"	"	"	4	294,8	0,475	4,5	18,2	0,269
"	"	"	"	4,5	309,9	0,489	5	21,1	0,312
"	"	"	"	5	318,5	0,503	5,5	22,5	0,332
"	"	"	"	5,5	324,2	0,512	6,5	26,0	0,384
"	"	"	"	6	325,2	0,513	7,5	28,3	0,417
"	"	"	"	7	326,4	0,515	9,5	30,2	0,446
"	"	"	"	8	326,6	0,516	10,5	30,4	0,449
"	"	"	"	9	327,9	0,518	11,5	30,4	0,449
"	"	"	"	10	323,9	0,511	12,5	29,8	0,440
"	"	"	"	11	319,9	0,505	19,5	29,0	0,428
"	"	"	"	12	316,7	0,500	23,5	27,9	0,412

APÊNDICE C

Figuras C.1 a C.2- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão de água.

Figuras C.3 a C.12- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das soluções de XG.

Figuras C.13 a C.20- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das soluções de CMC.

Figuras C.21 a C.32- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das soluções de tylose.

Figuras C.33 a C.36- Gráficos da variação longitudinal do coeficiente de pressão das suspensões de laponite.

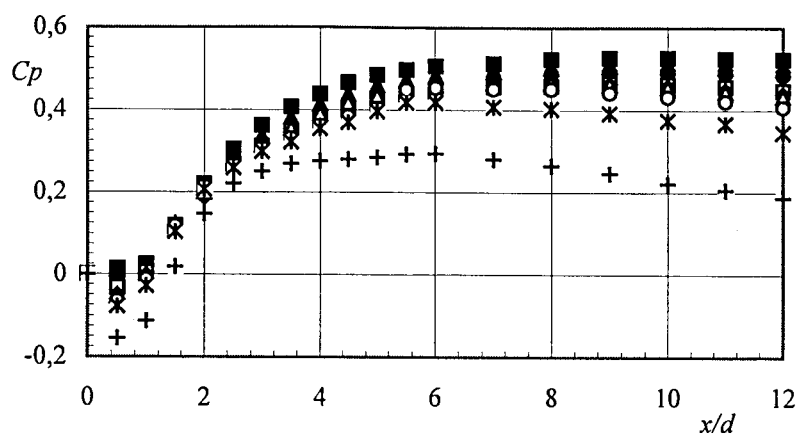


Figura C1-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a água ($RE=1,538$). Número de Reynolds: ■ 133.600; ◆ 87.600; ▲ 50.100; ● 27.300; □ 17.600; ◇ 13.200; △ 10.500; ○ 9.000; * 7.000; + 5.200.

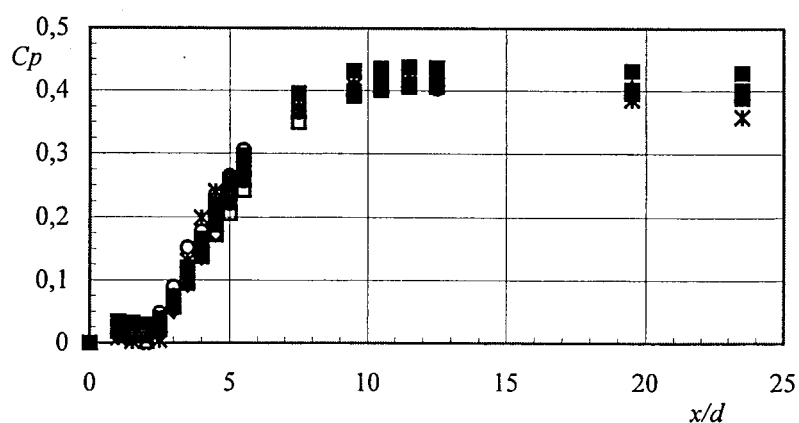


Figura C2-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a água ($RE=2$). Número de Reynolds: ■ 133.900; ◆ 87.600; ▲ 64.200; ● 50.400; □ 27.400; ◇ 17.600; △ 13.300; ○ 10.400; x 9.000.

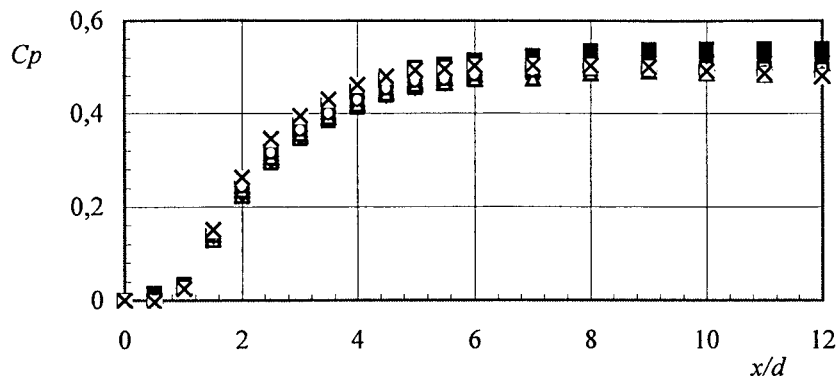


Figura C.3-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,05% XG ($RE=1,538$). Número de Reynolds: ■ 85.600; ◆ 77.700; ▲ 64.800; ● 54.200; □ 42.500; ◇ 30.800; △ 21.100; ○ 15.700; x 7.300.

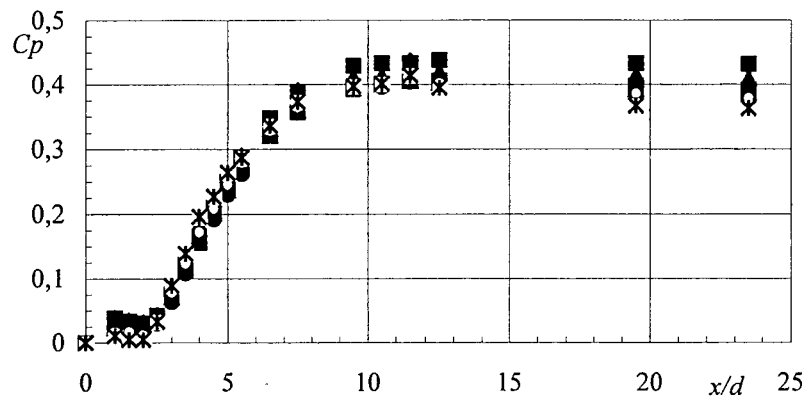


Figura C.4-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,05% XG ($RE=2$). Número de Reynolds: ■ 79.500; ◆ 77.600; ▲ 67.400; ● 54.900; □ 42.600; ◇ 30.900; △ 21.000; ○ 15.700; x 8.700.

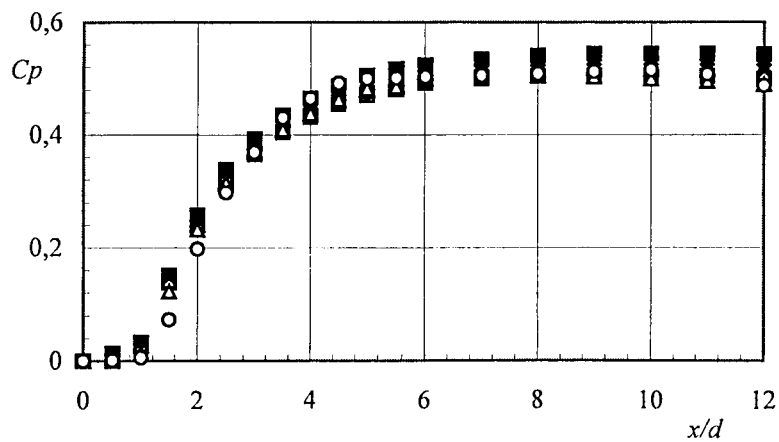


Figura C.5-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,1% XG ($RE=1,538$). Número de Reynolds: ■ 45.100; ◆ 38.700; ▲ 33.400; ● 26.400; □ 19.570; ◇ 13.000; △ 7.900; ○ 4.300.

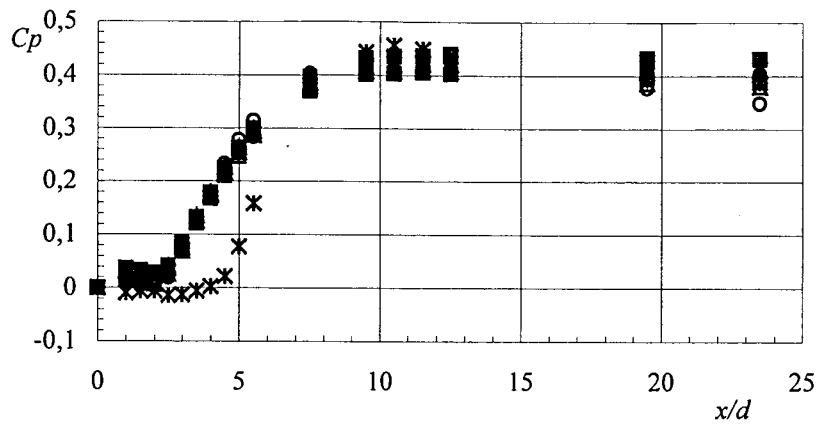


Figura C.6-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,1% XG ($RE=2$). Número de Reynolds: ■ 41.400; ◆ 38.700; ▲ 33.500; ● 26.400; □ 19.630; ◇ 13.100; △ 8.000; ○ 4.300; x 2.800.

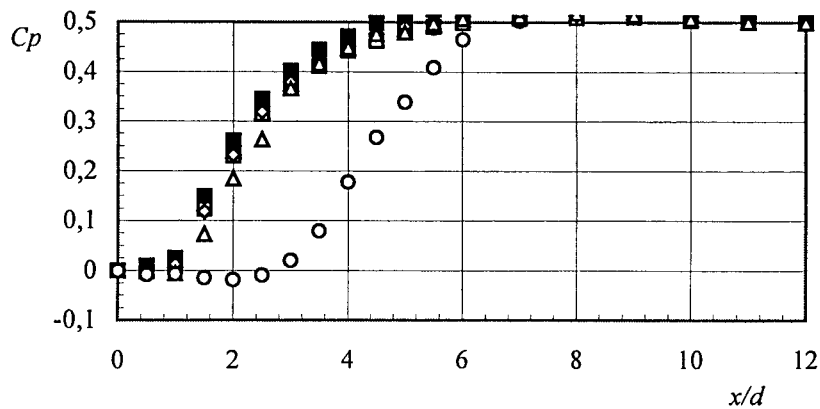


Figura C.7-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,15% XG ($RE=1,538$). Número de Reynolds: ■ 42.900; ◆ 36.900; ▲ 30.500; ● 24.400; □ 18.200; ◇ 11.500; △ 6.900; ○ 3.600.

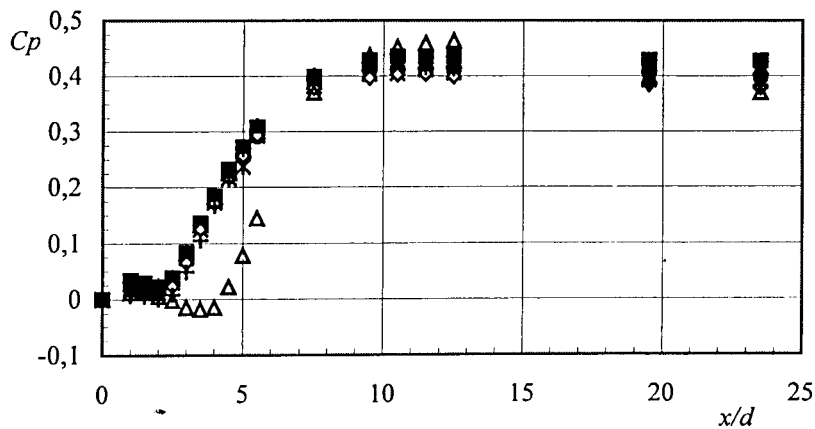


Figura C.8-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,15% XG ($RE=2$). Número de Reynolds: ■ 38.600; ◆ 36.000; ▲ 30.200; ● 24.100; □ 18.000; ◇ 11.900; △ 7.000; ○ 3.700.

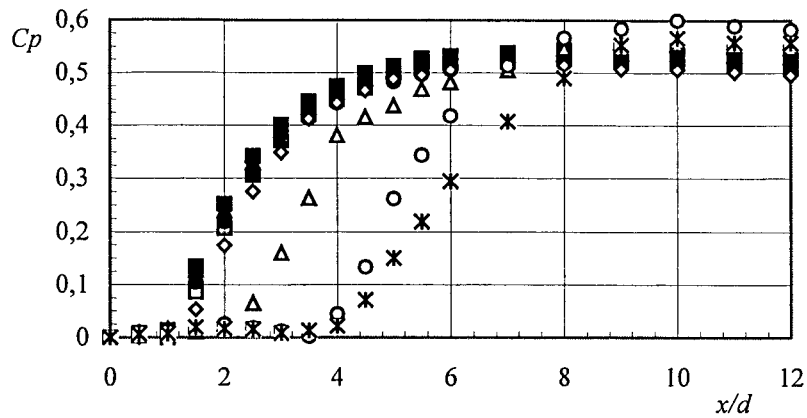


Figura C.9-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,2% XG ($RE=1,538$). Número de Reynolds: ■ 32.000; ◆ 27.100; ▲ 22.300; ● 19.350; □ 12.700; ◇ 8.400; △ 4.400; ○ 3.200; x 2.600.

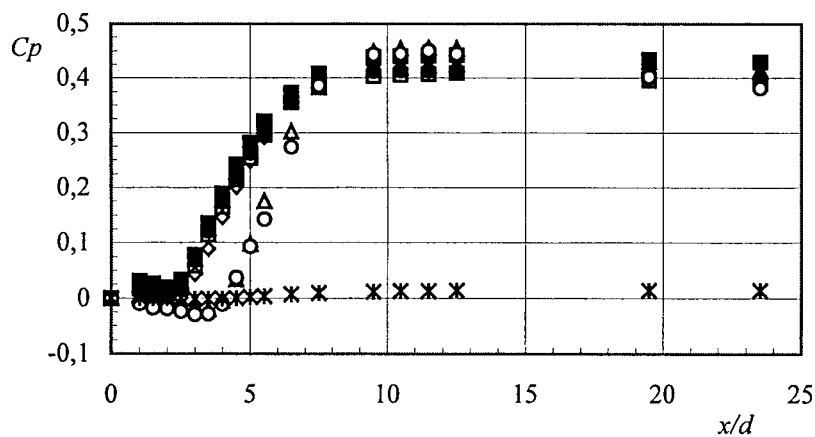


Figura C.10-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,2% XG ($RE=2$). Número de Reynolds: ■ 29.000; ◆ 26.900; ▲ 22.200; ● 19.440; □ 12.700; ◇ 8.800; △ 4.500; ○ 3.300; x 2.600.

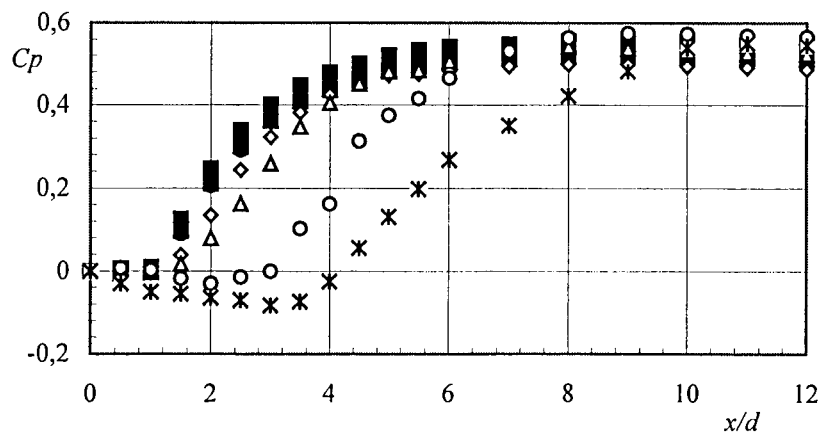


Figura C.11-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,25% XG ($RE=1,538$). Número de Reynolds: ■ 24.800; ◆ 20.900; ▲ 17.400; ● 13.000; □ 10.000; ◇ 7.000; △ 5.000; ○ 2.800; x 2.000.

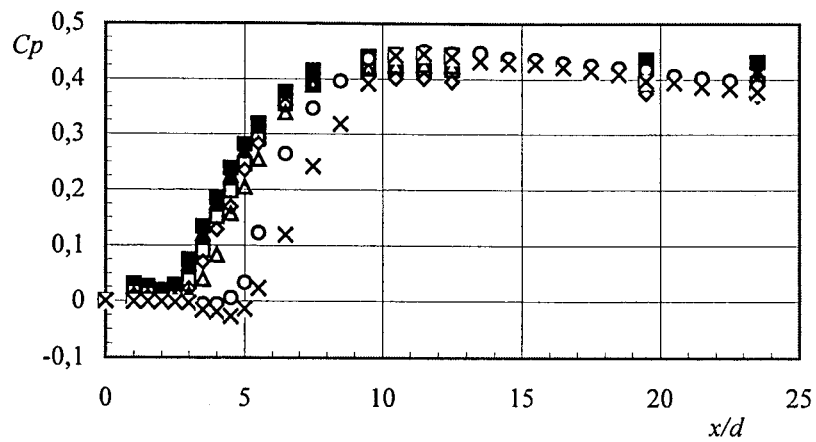


Figura C.12-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,25% XG ($RE=2$). Número de Reynolds: ■ 23.200; ◆ 20.900; ▲ 17.400; ● 13.300; □ 9.700; ◇ 7.100; △ 5.100; ○ 2.800; x 2.000.

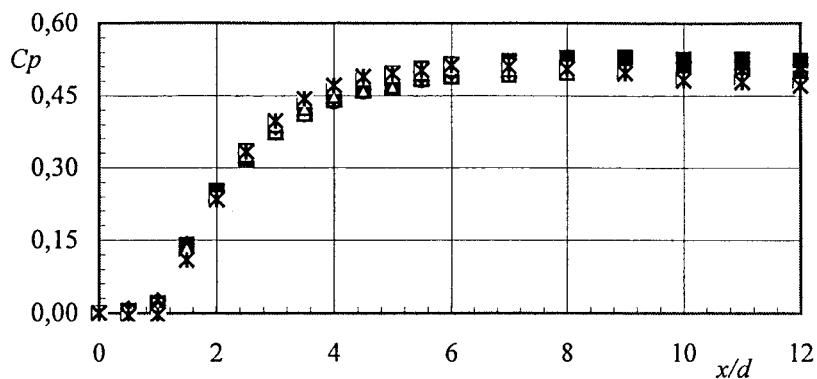


Figura C.13-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,1% CMC ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 62.300; ◆ 55.000; ▲ 43.000; ● 34.200; □ 27.300; ◇ 16.000; x 5.100.

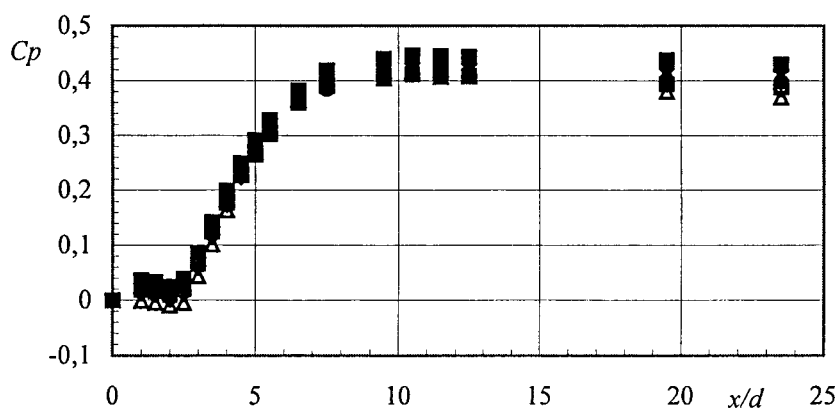


Figura C.14-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,1% CMC ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 62.300; ◆ 55.100; ▲ 42.900; ● 34.200; □ 15.900; ◇ 11.300; Δ 5.200.

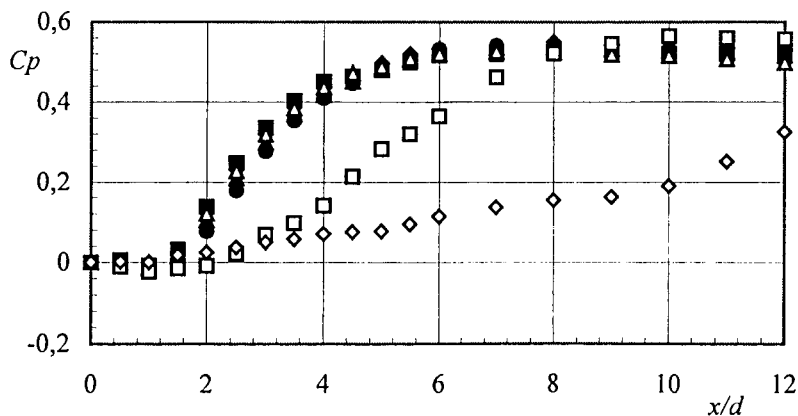


Figura C.15-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,2% CMC ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 29.000; ◆ 22.000; ▲ 18.600; ● 13.100; □ 7.800; ◇ 4.600; Δ 2.800.

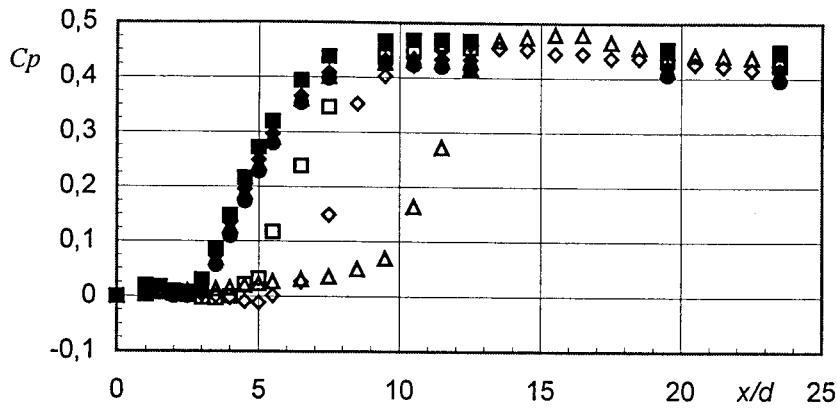


Figura C.16-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,2% CMC ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 29.000; ◆ 22.000; ▲ 18.600; ● 12.800; □ 6.600; ◇ 4.600; △ 2.800.

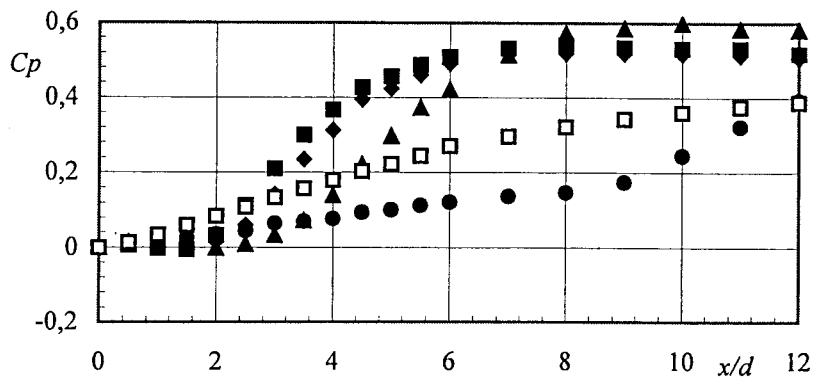


Figura C.17-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,3% CMC ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 15.300; ◆ 10.000; ▲ 6.300; ● 2.800; □ 1.200.

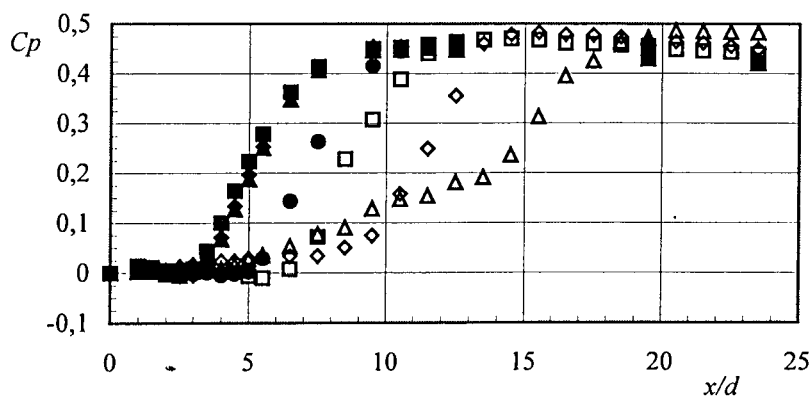


Figura C.18-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,3% CMC ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 15.300; ◆ 13.240; ▲ 10.300; ● 6.500; □ 4.300; ◇ 2.600; △ 1.300.

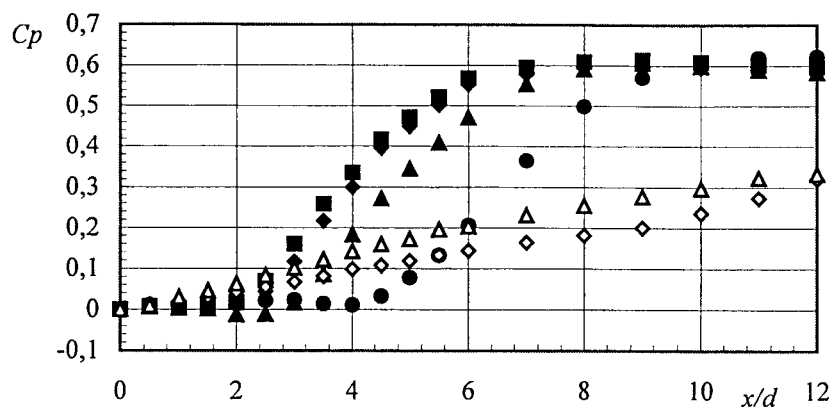


Figura C.19-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,4% CMC ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 11.900; ◆ 9.800; ▲ 6.800; ● 4.300; □ 2.300; ◇ 1.300.

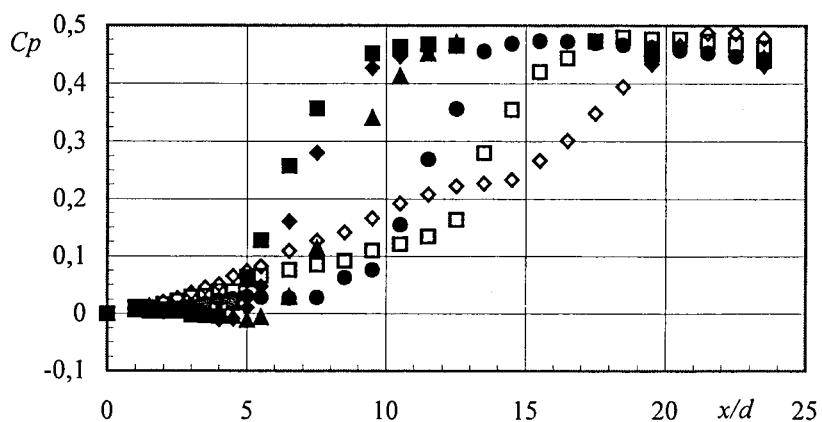


Figura C.20-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,4% CMC ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 9.600; ◆ 7.000; ▲ 4.400; ● 2.400; □ 1.600; ◇ 1.200.

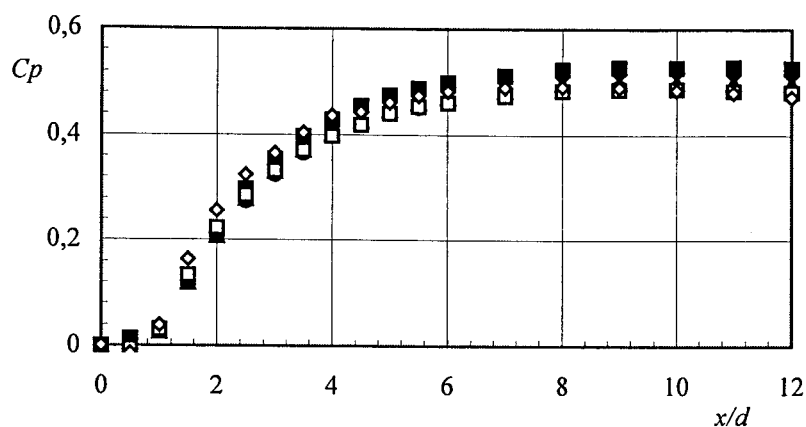


Figura C.21-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,1% tylose ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 74.100; ◆ 67.800; ▲ 54.300; ● 30.800; □ 19.800; ◇ 10.300.

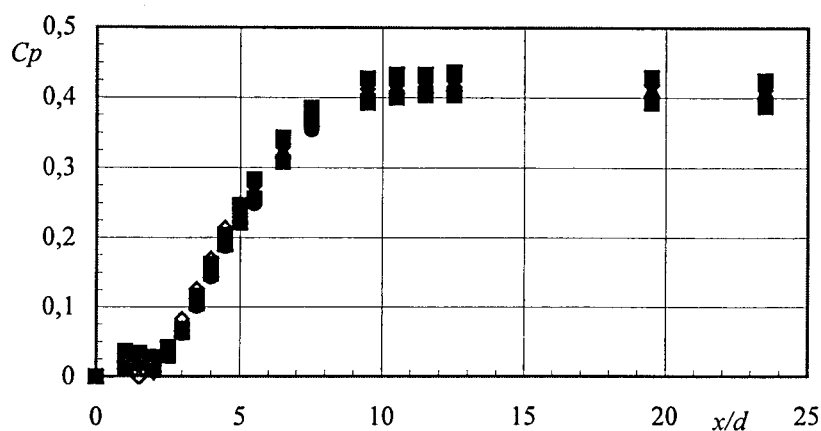


Figura C.22-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,1% tylose ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 73.900; ◆ 67.900; ▲ 54.500; ● 31.000; □ 19.900; ◇ 10.500.

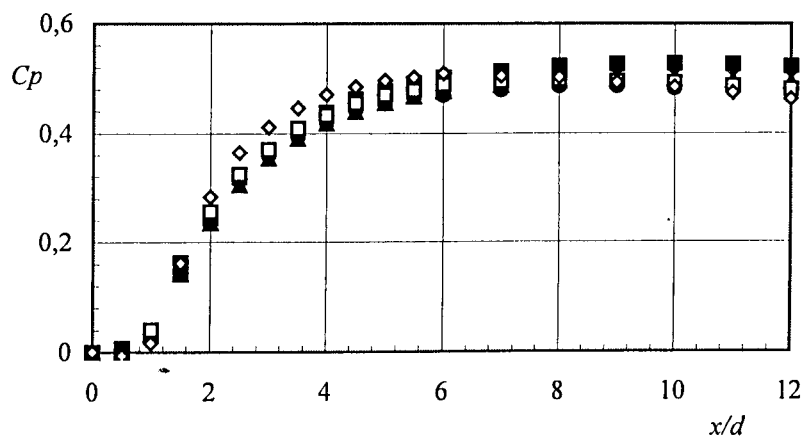


Figura C.23-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,2% tylose ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 45.600; ◆ 39.400; ▲ 30.300; ● 16.900; □ 10.000; ◇ 5.300.

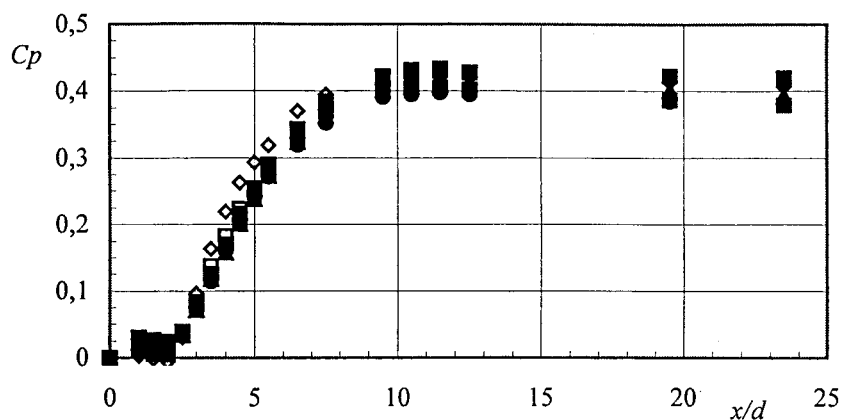


Figura C.24-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,2% tylose ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 45.600; ◆ 39.400; ▲ 30.300; ● 17.100; □ 10.000; ◇ 5.400.

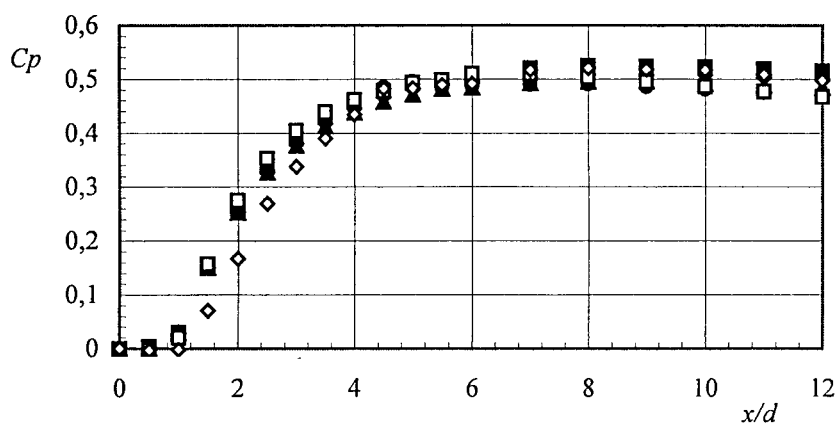


Figura C.25-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,3% tylose ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 27.700; ◆ 23.900; ▲ 18.100; ● 9.400; □ 4.900; ◇ 2.700.

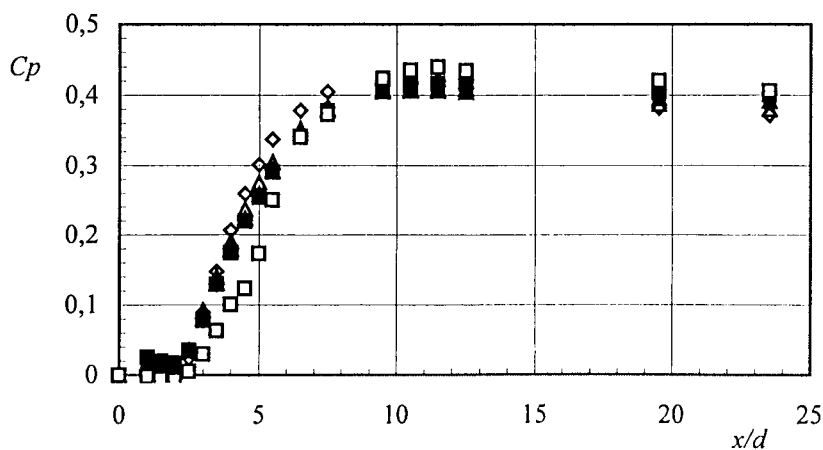


Figura C.26-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,3% tylose ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 27.700; ◆ 24.100; ▲ 18.200; ● 9.500; □ 4.900; ◇ 2.700.

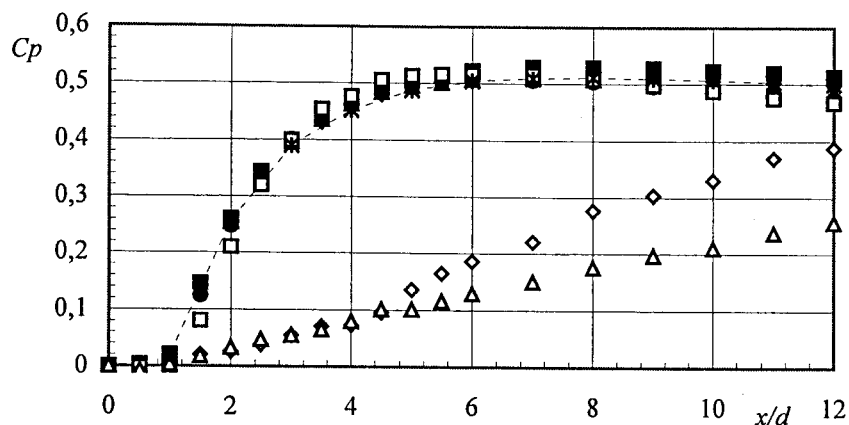


Figura C.27-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,4% tylose ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 18.000; ◆ 16.100; ▲ 11.500; ● 7.500; □ 4.900; ◇ 2.500; △ 1.350; ---- 12.150 Castro.

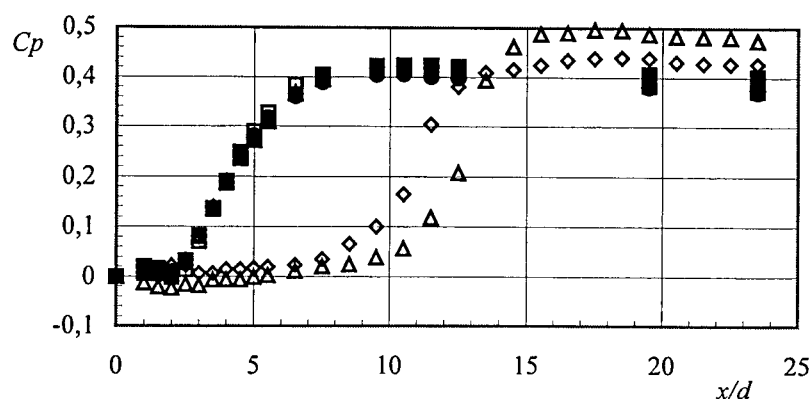


Figura C.28-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,4% tylose ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 18.100; ◆ 16.200; ▲ 11.500; ● 7.500; □ 4.900; ◇ 2.500; △ 1.360.

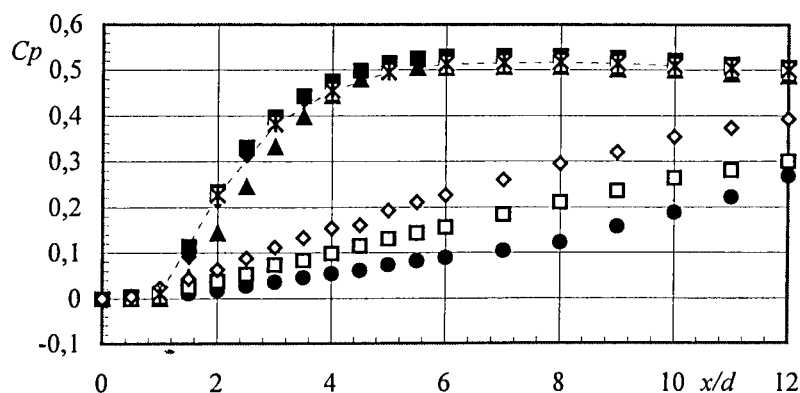


Figura C.29-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,5% tylose ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 11.400; ◆ 8.900; ▲ 4.800; ● 2.900; □ 1.400; ◇ 930; ---- 7.600 Castro.

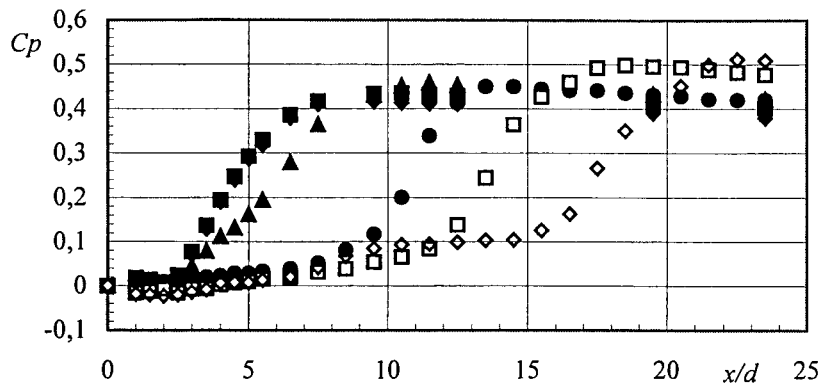


Figura C.30-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,5% tylose ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 11.400; ◆ 8.900; ▲ 4.800; ● 2.900; □ 1.400; ◇ 940.

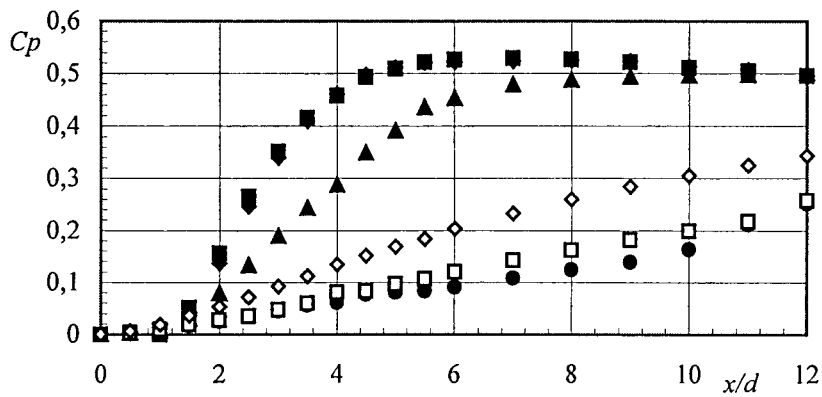


Figura C.31-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,6% tylose ($RE=1,54$). Números de Reynolds: ■ 7.700; ◆ 6.400; ▲ 4.100; ● 2.900; □ 2.100; ◇ 1.100.

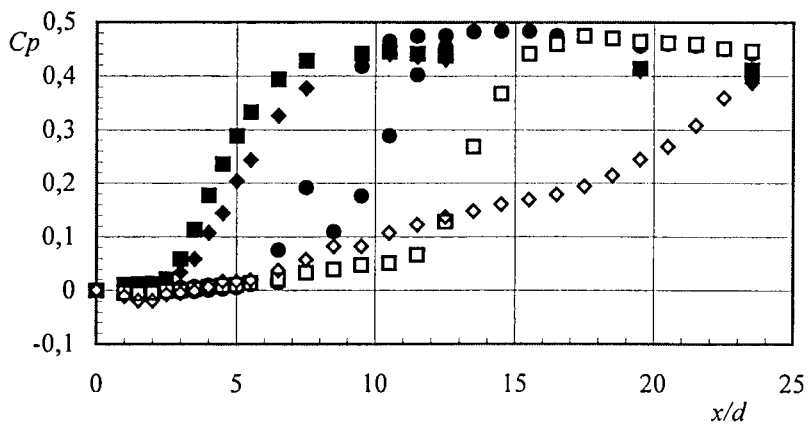


Figura C.32-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a solução de 0,6% tylose ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 7.800; ◆ 6.500; ▲ 4.100; ● 2.900; □ 2.200; ◇ 1.140.

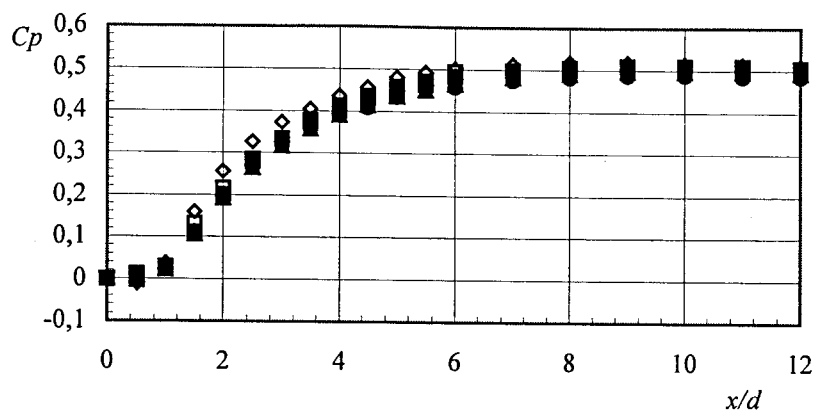


Figura C.33-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a suspensão 1% laponite ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 31.400; ◆ 23.500; ▲ 17.800; ● 11.200; □ 6.300; ◇ 3.000.

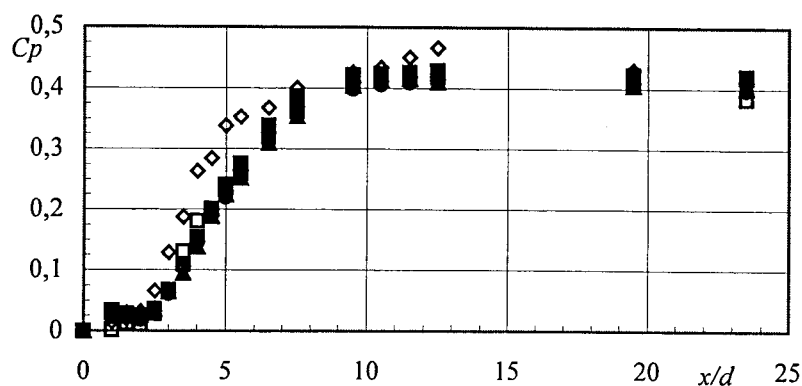


Figura C.34-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a suspensão 1% laponite ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 31.400; ◆ 23.600; ▲ 17.800; ● 11.200; □ 6.200; ◇ 3.100.

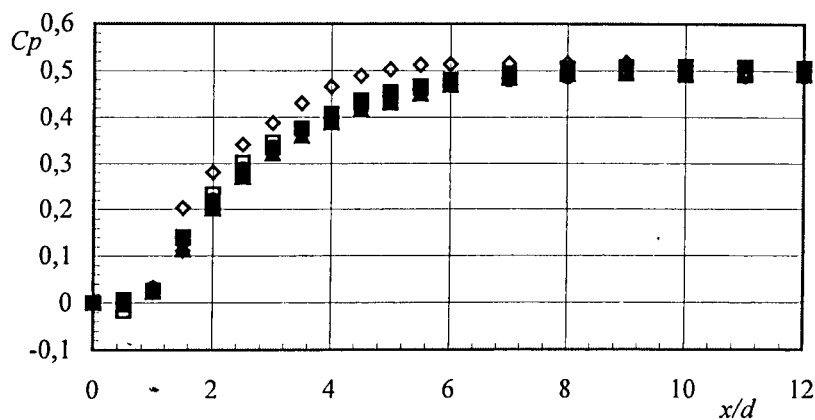


Figura C.35-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a suspensão 1,5% laponite ($RE=1,538$). Números de Reynolds: ■ 20.000; ◆ 15.300; ▲ 10.700; ● 6.800; □ 4.000; ◇ 1.940.

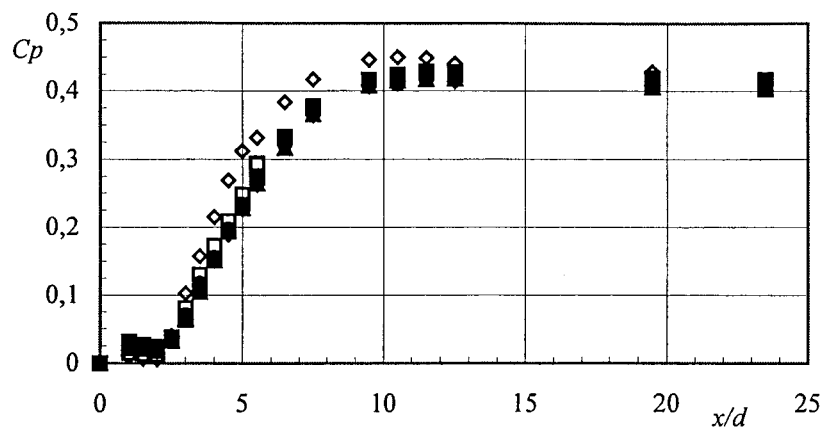


Figura C.36-Variação longitudinal do coeficiente de pressão para a suspensão 1,5% laponite ($RE=2$). Números de Reynolds: ■ 20.000; ◆ 15.400; ▲ 10.800; ● 6.800; □ 4.000; ◇ 1.950.

APÊNDICE D

Figuras D.1 a D.4- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG.

Figuras D.5 a D.28- Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG.

Figuras D.29 a D.52- Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG.

Figuras D.53 a D.76- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de XG.

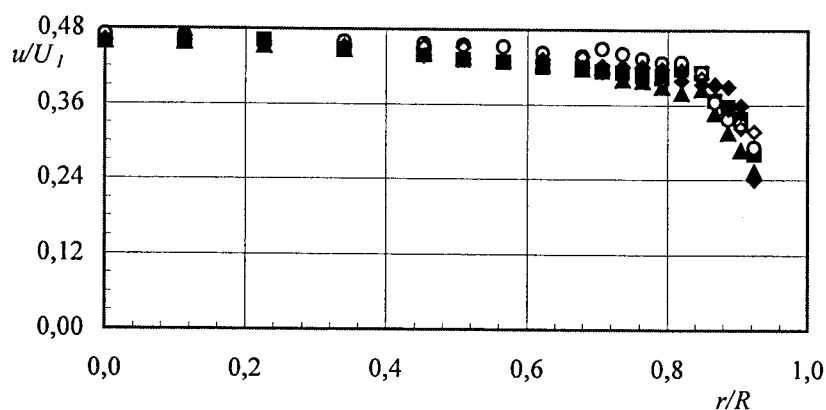


Figura D.1-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$. Água: ■ 133.600; ▲ 50.100; 0,1% XG: ○ 19.570; 0,2% XG: ◆ 27.100; ◇ 19.350; ($RE=1,538$).

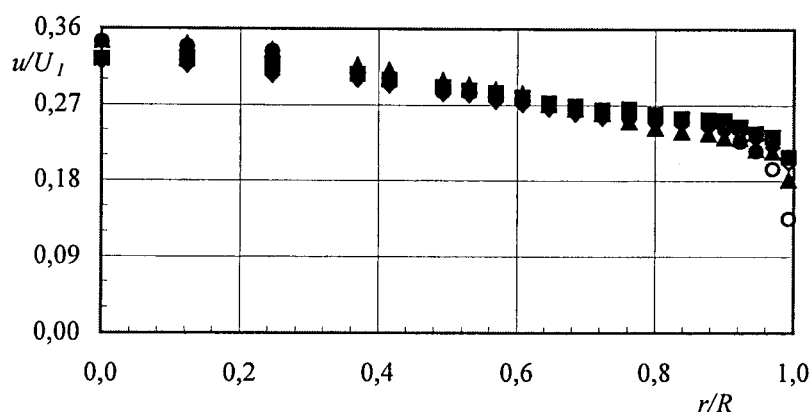


Figura D.2-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$. Água: ■ 133.900; ▲ 50.400; 0,1% XG: ○ 19.630; 0,2% XG: ◆ 27.050; ◇ 19.440; ($RE=2$).

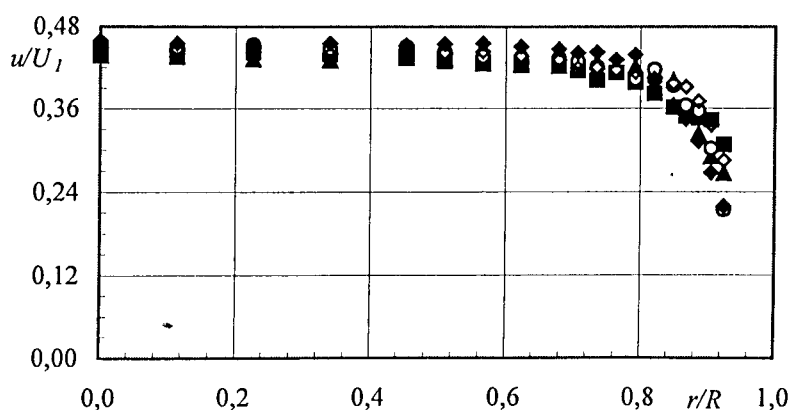


Figura D.3-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

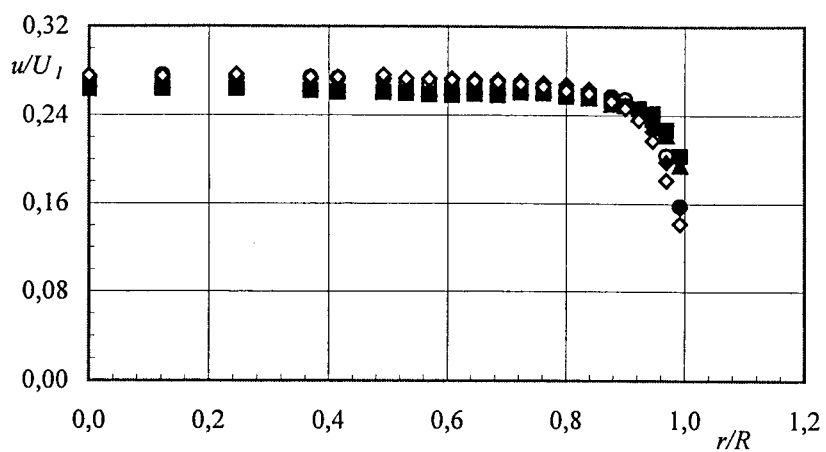


Figura D.4- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($Re=2$). Símbolos como na figura (D.2).

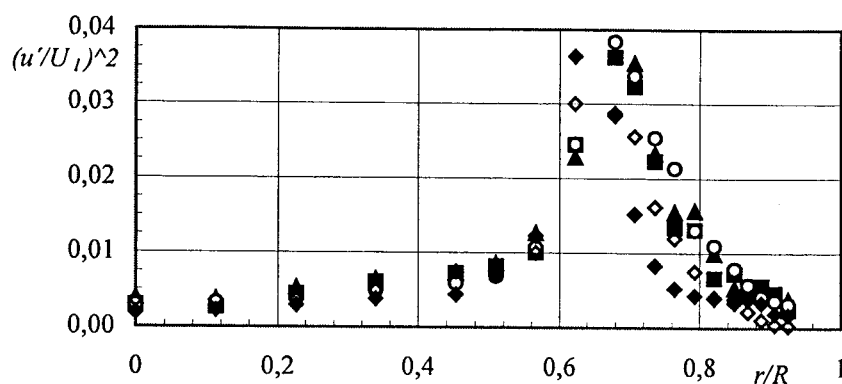


Figura D.5-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

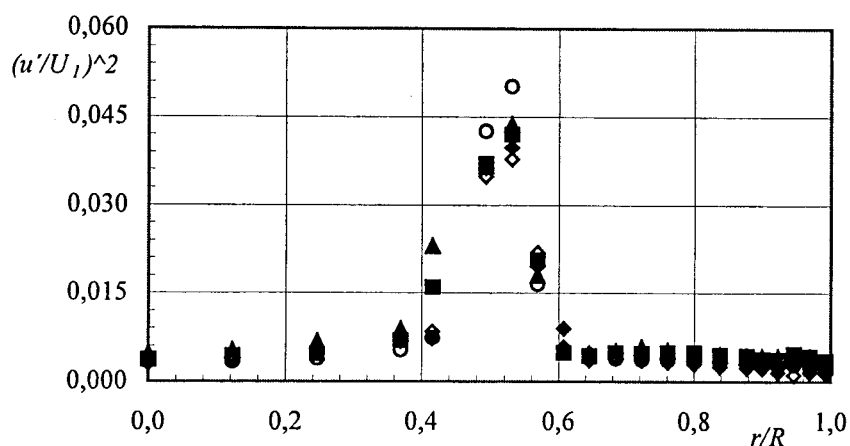


Figura D.6-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

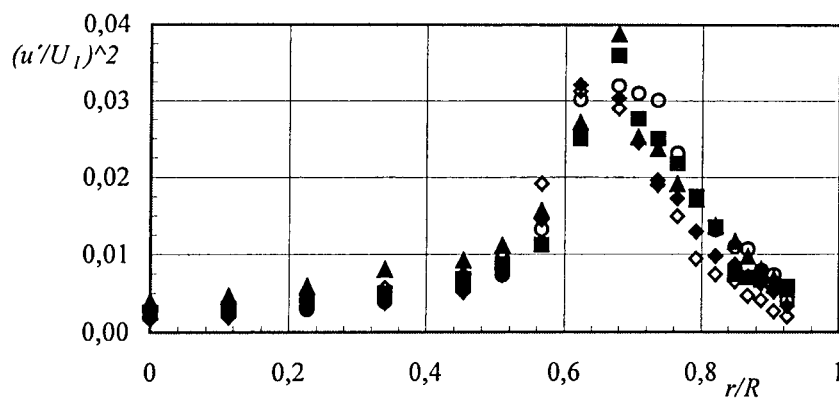


Figura D.7-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

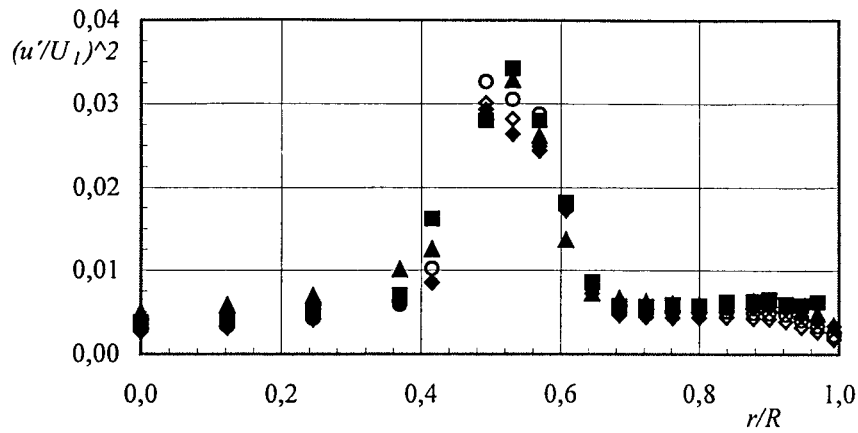


Figura D.8-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

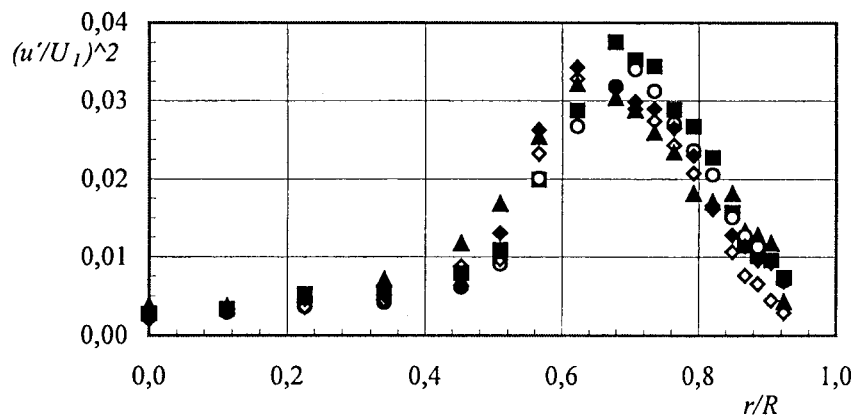


Figura D.9-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

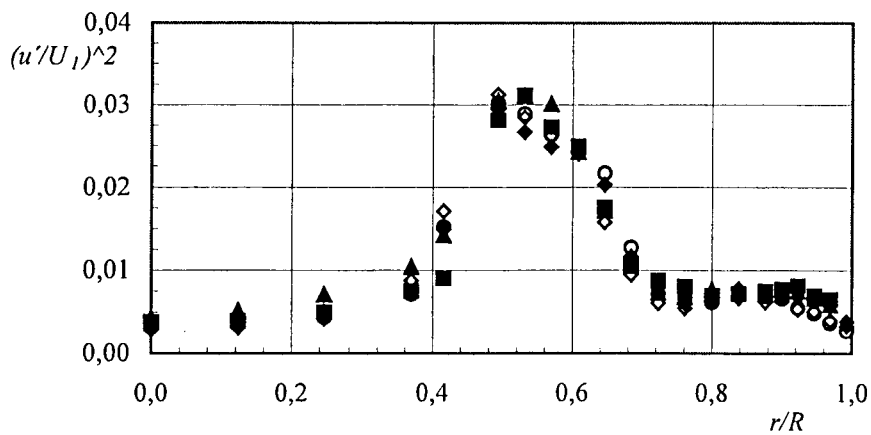


Figura D.10-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

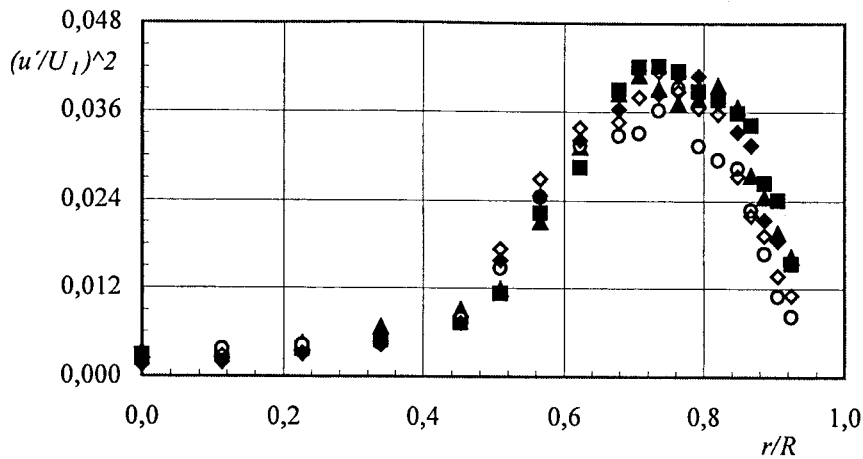


Figura D.11-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

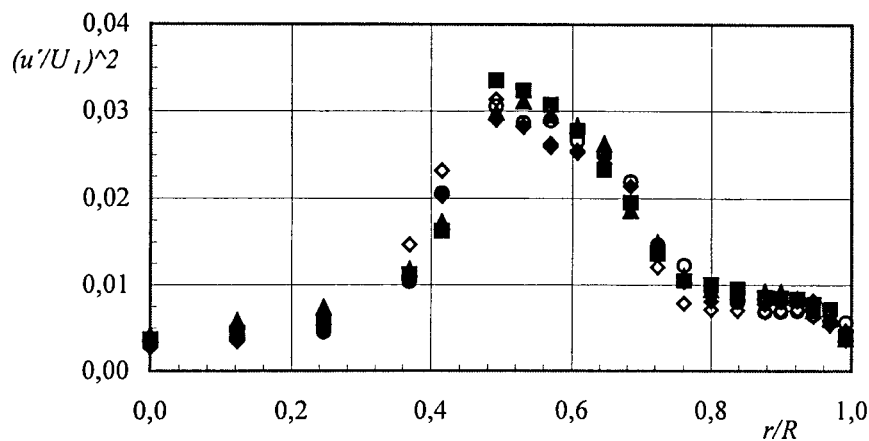


Figura D.12-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

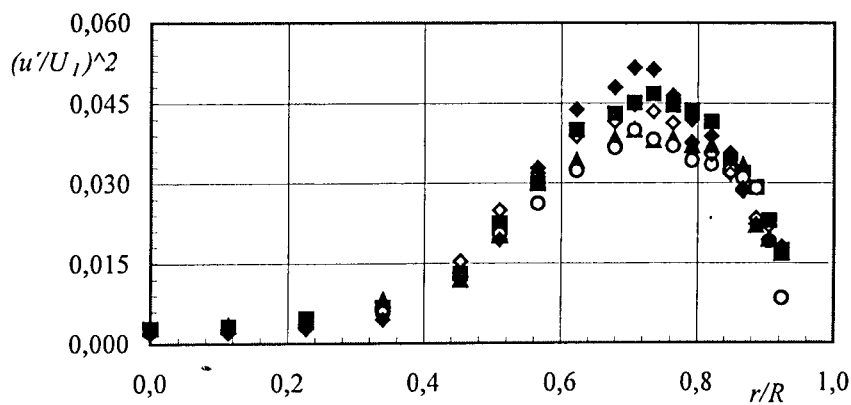


Figura D.13-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

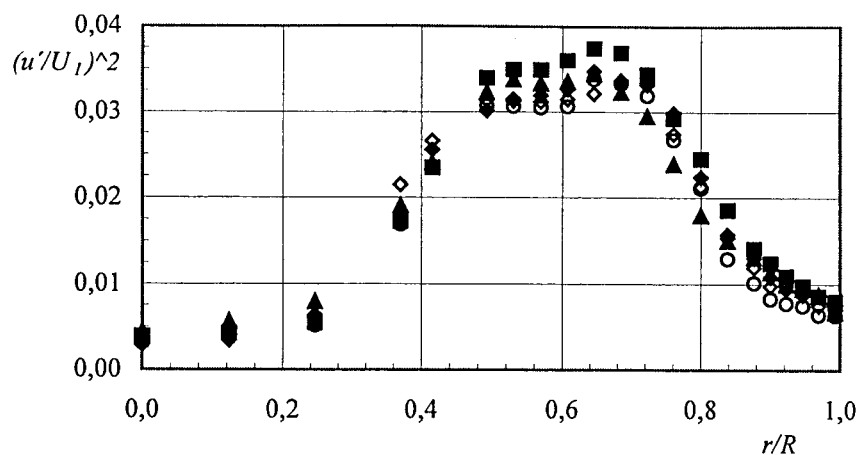


Figura D.14-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

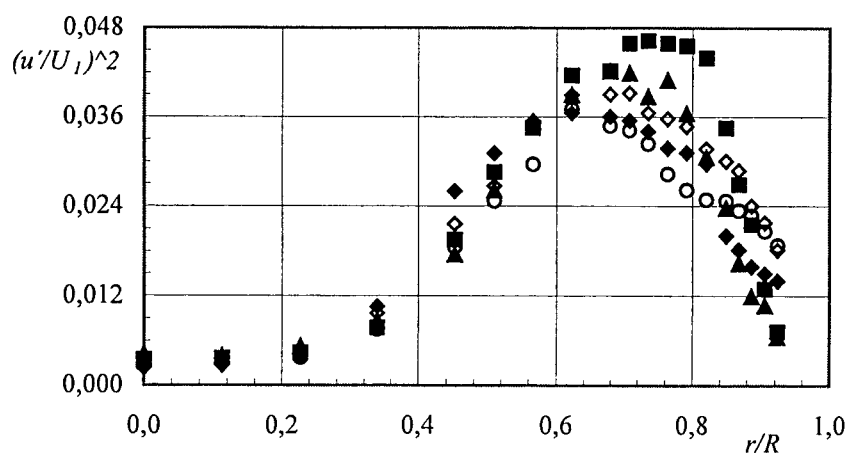


Figura D.15-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

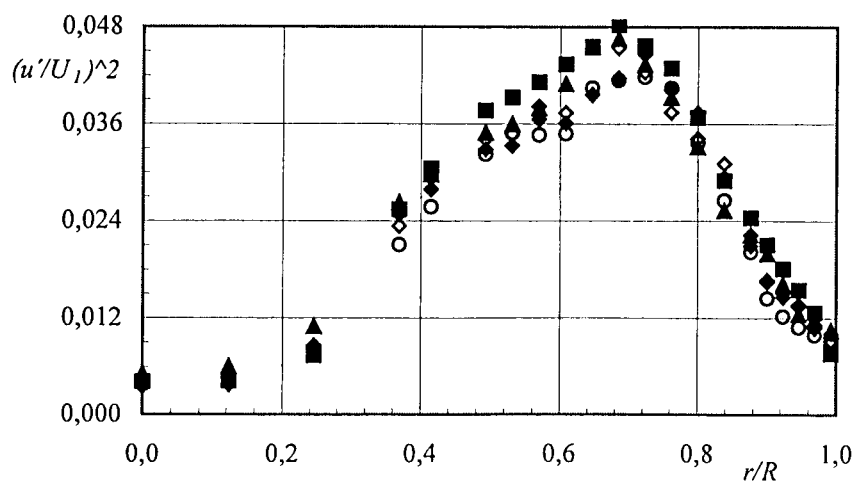


Figura D.16-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

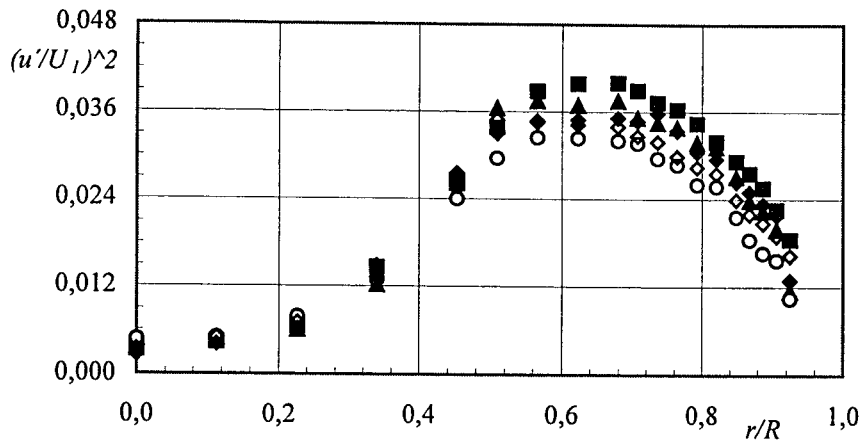


Figura D.17-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

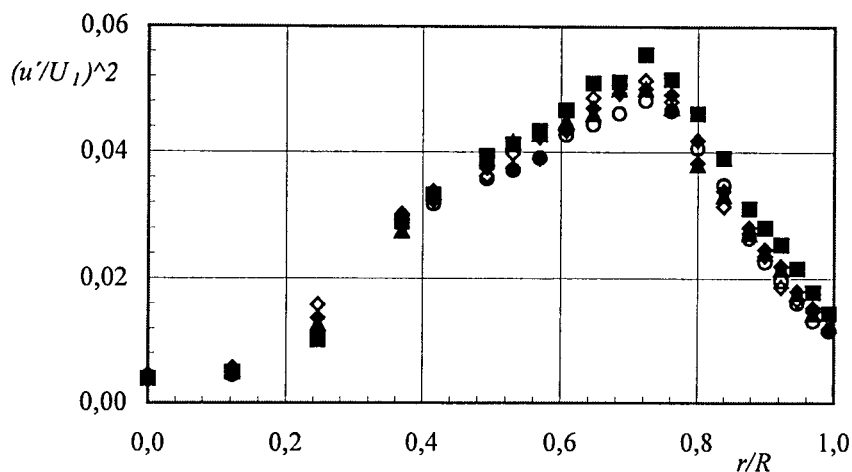


Figura D.18-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

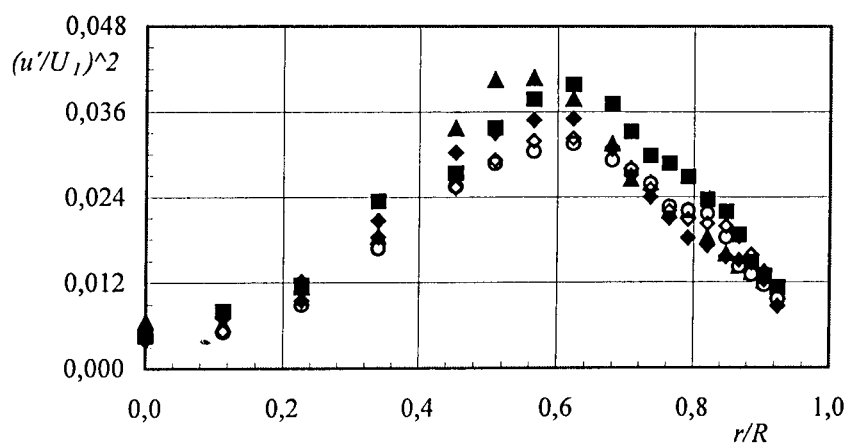


Figura D.19-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

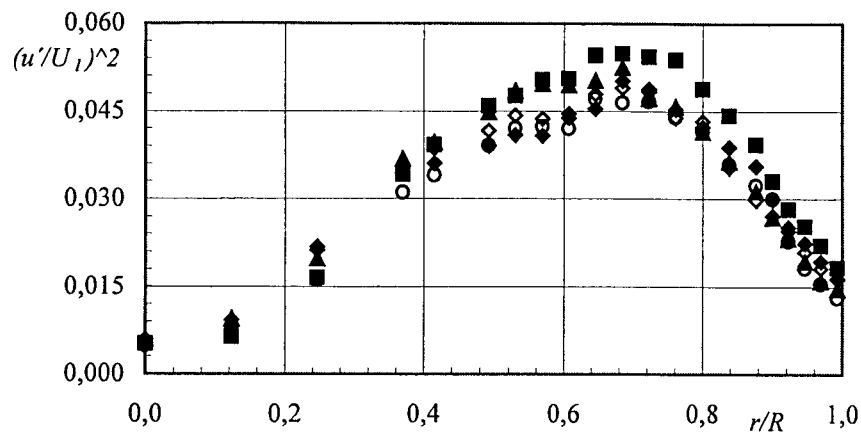


Figura D.20-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

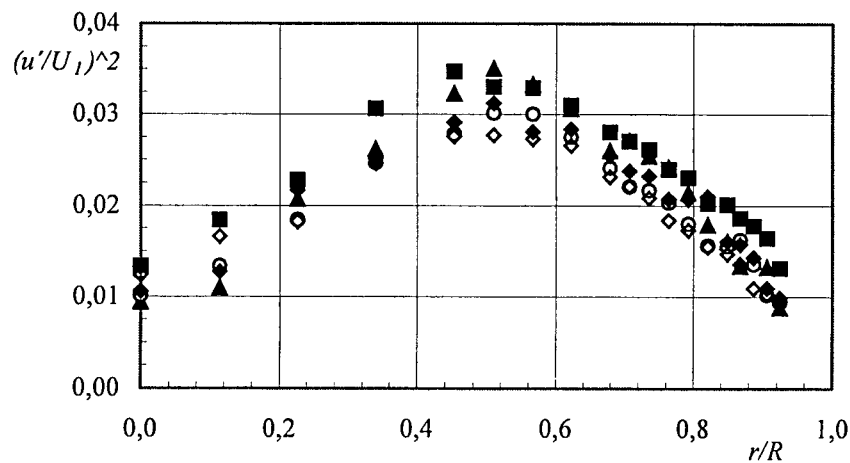


Figura D.21-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

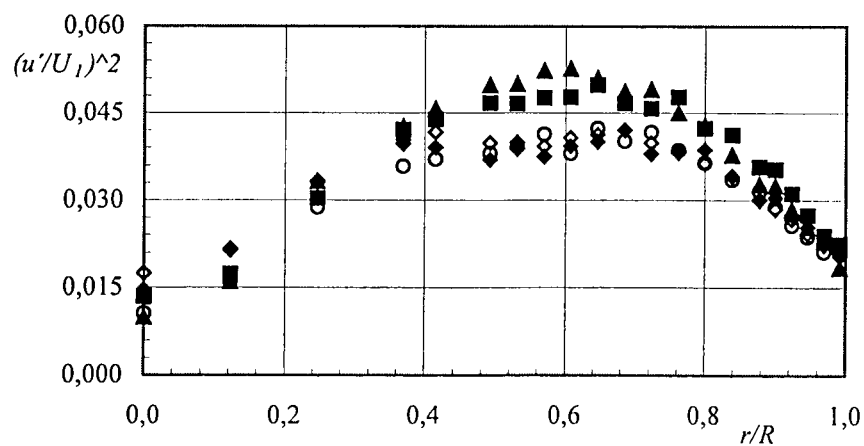


Figura D.22-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

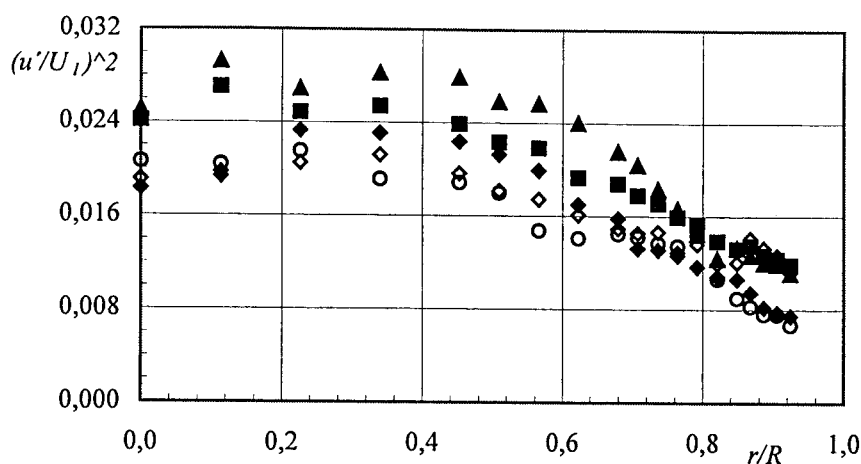


Figura D.23-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

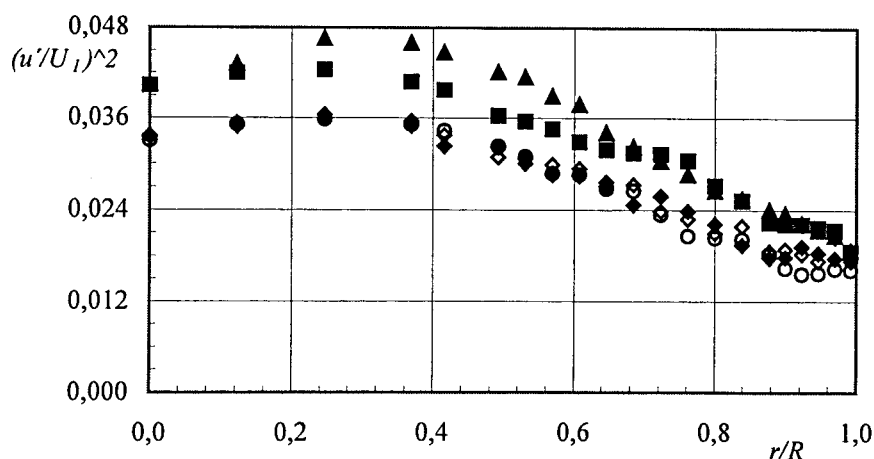


Figura D.24-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

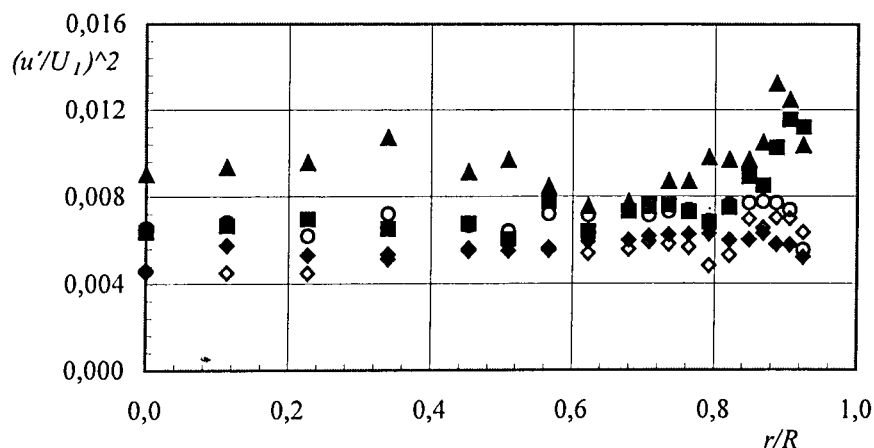


Figura D.25-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

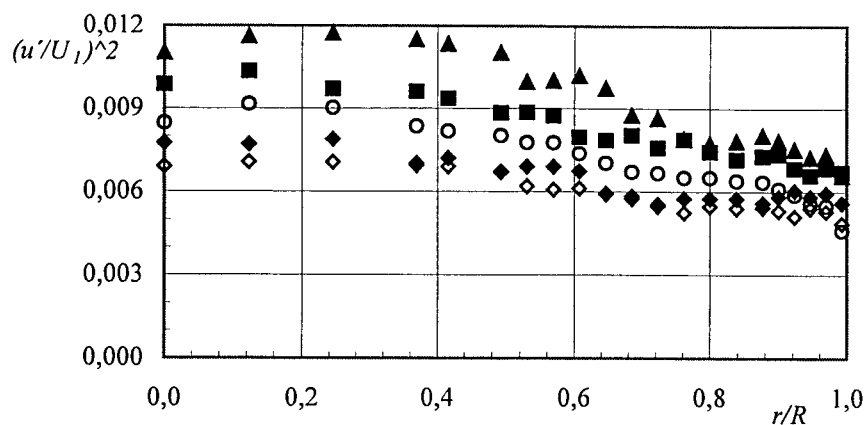


Figura D.26-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

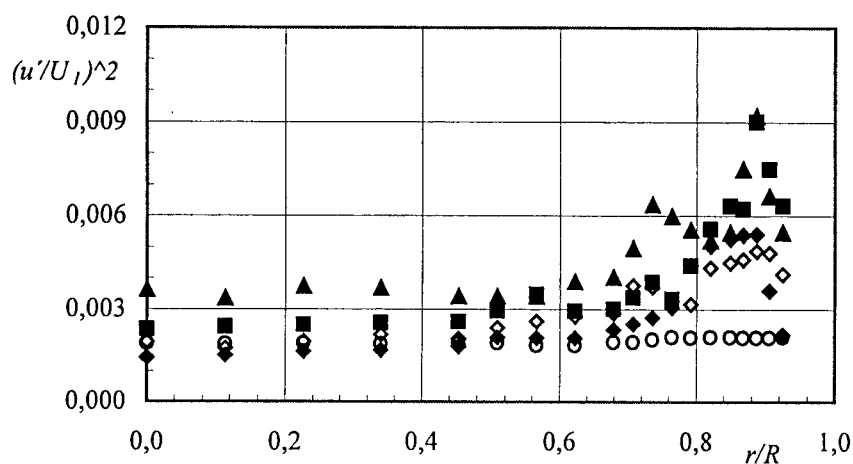


Figura D.27-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

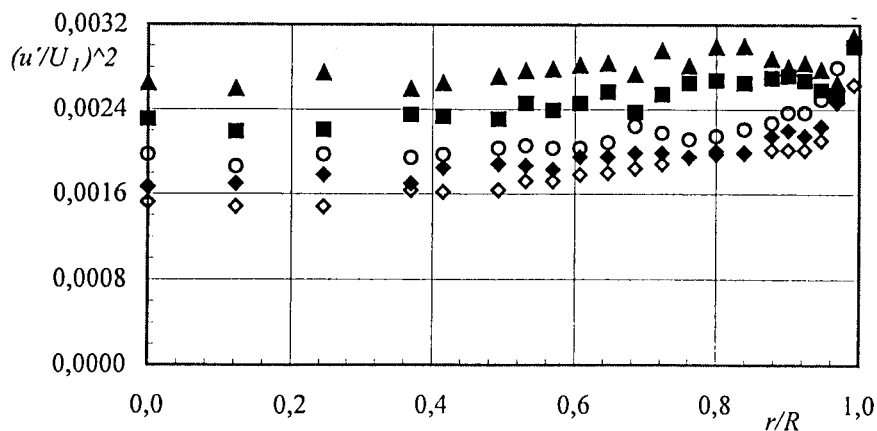


Figura D.28-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

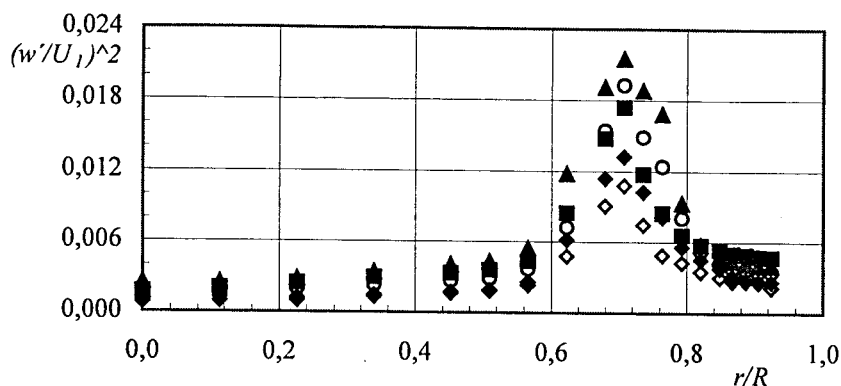


Figura D.29-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1)

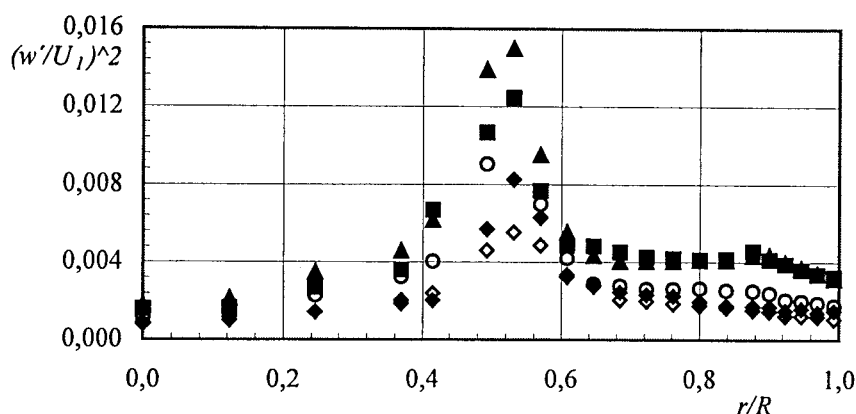


Figura D.30-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2)

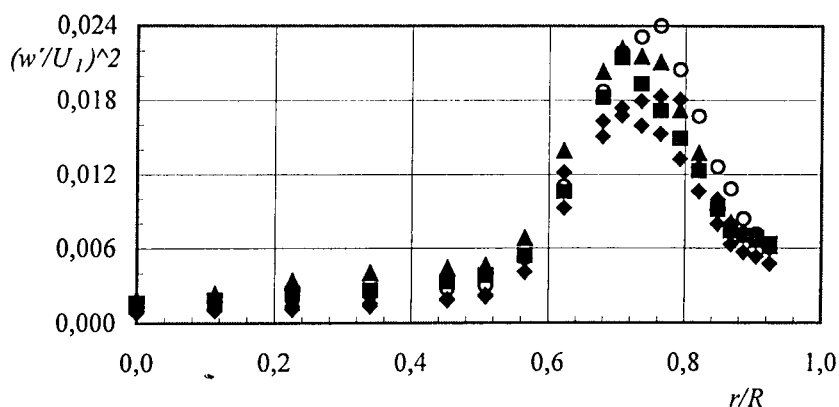


Figura D.31-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

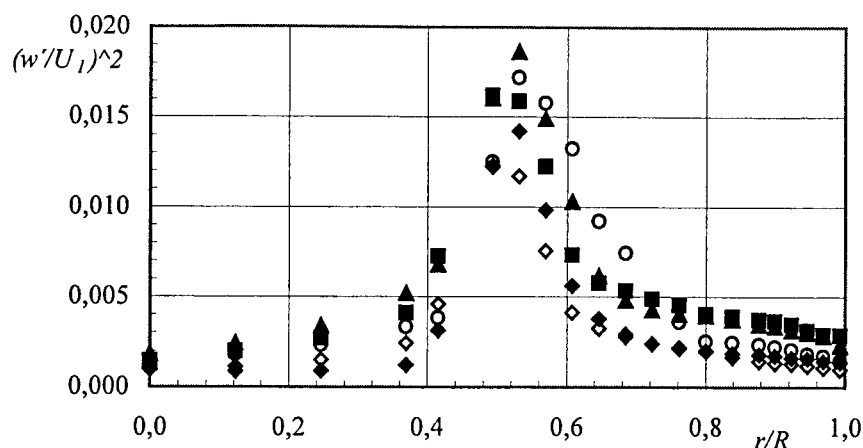


Figura D.32-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

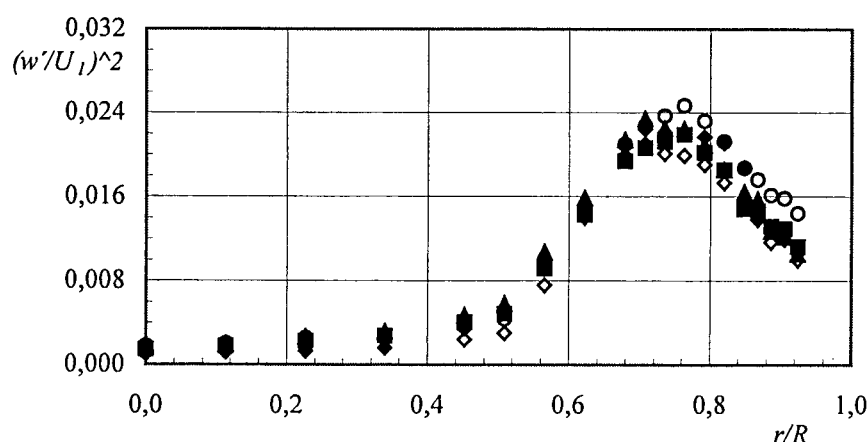


Figura D.33-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

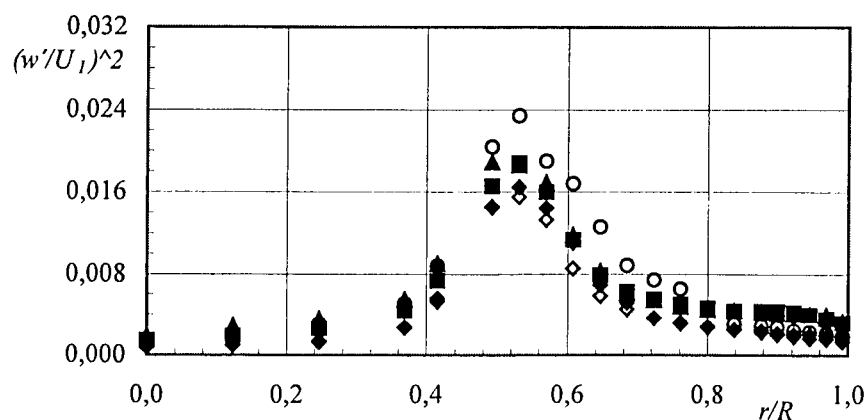


Figura D.34-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

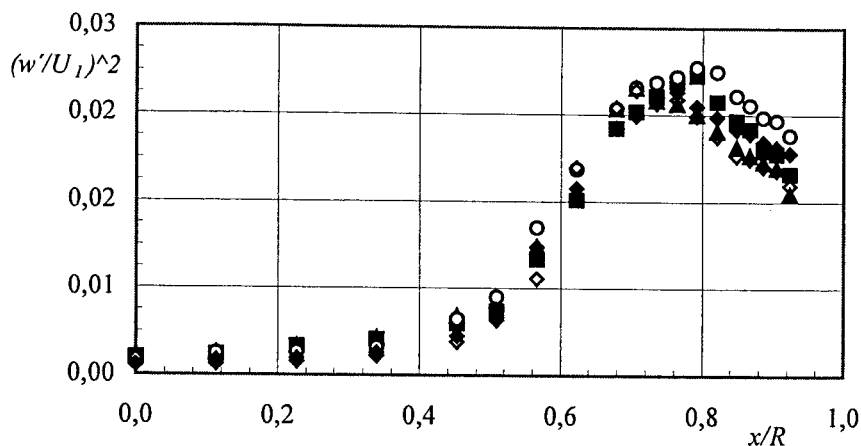


Figura D.35-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

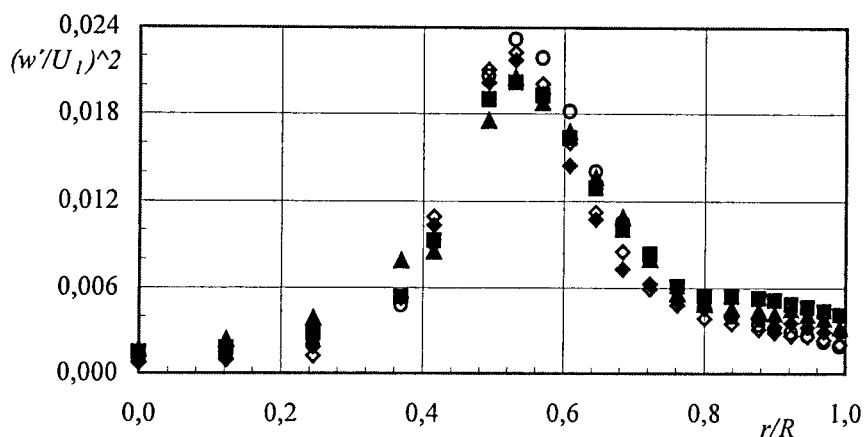


Figura D.36-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

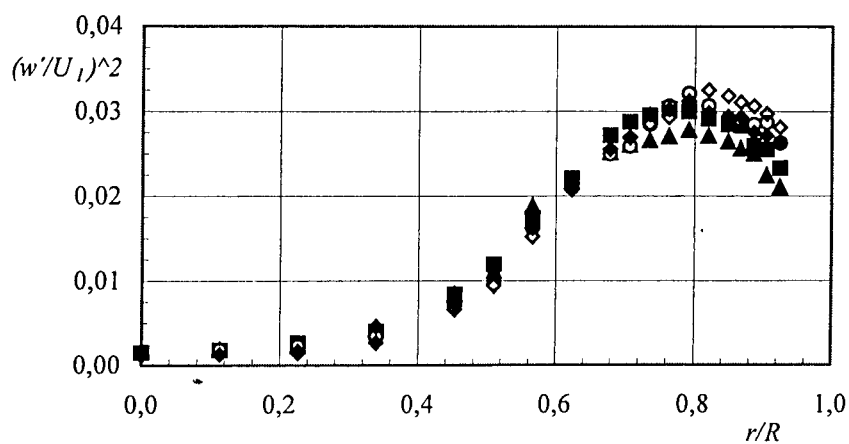


Figura D.37-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

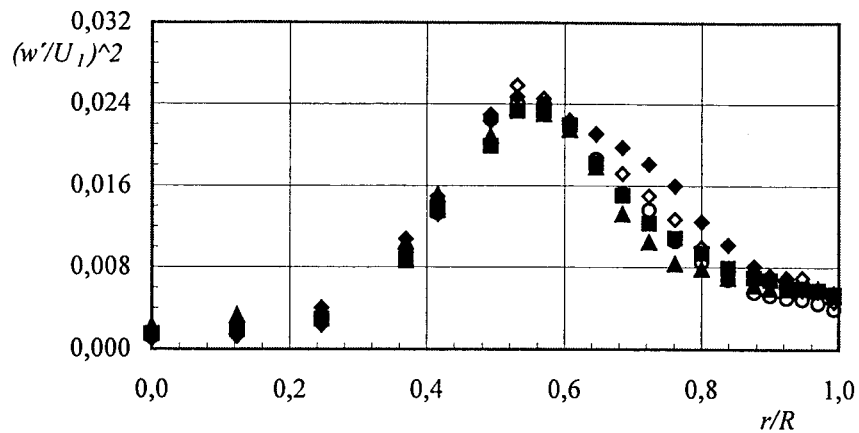


Figura D.38-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

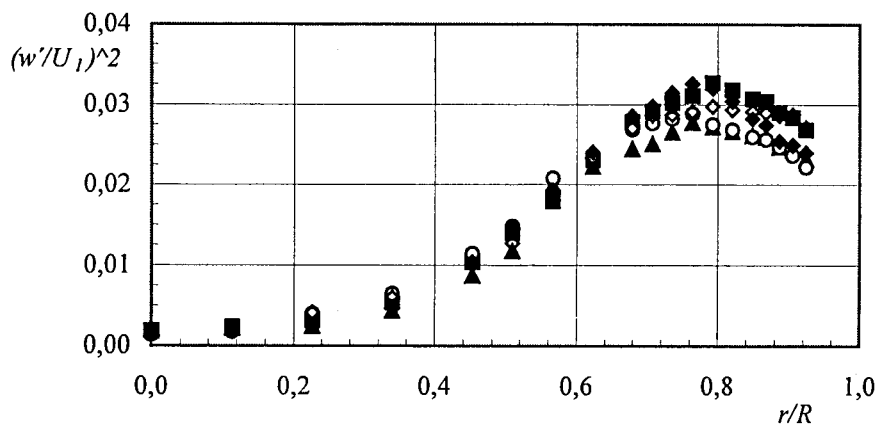


Figura D.39-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

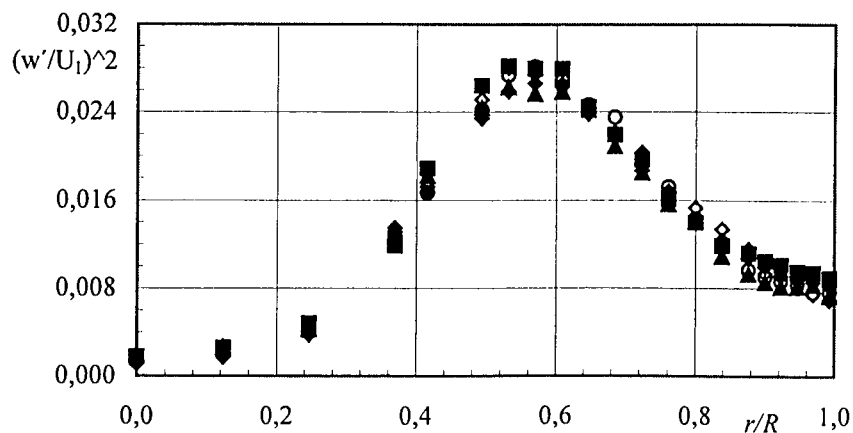


Figura D.40-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

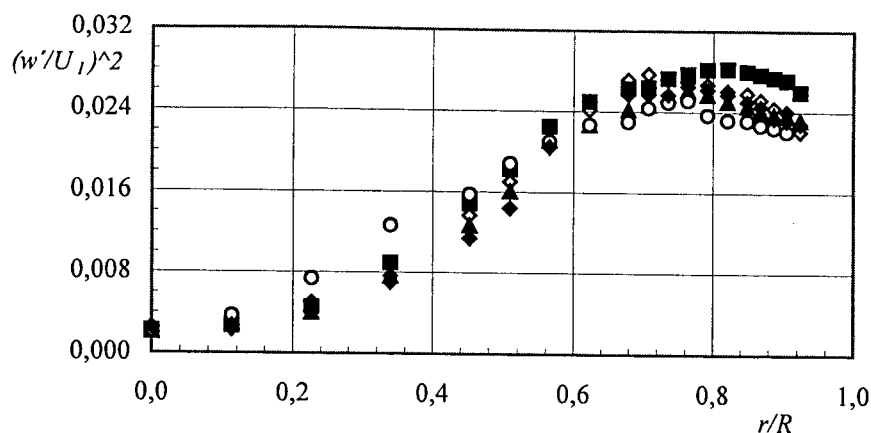


Figura D.41-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

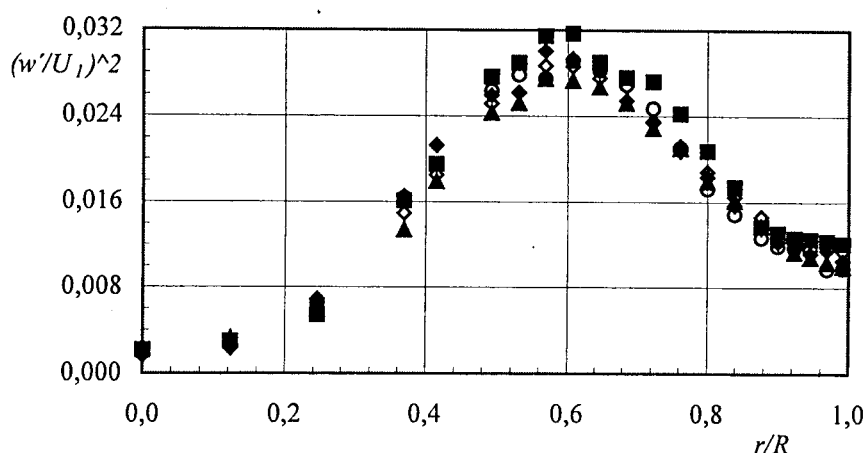


Figura D.42-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

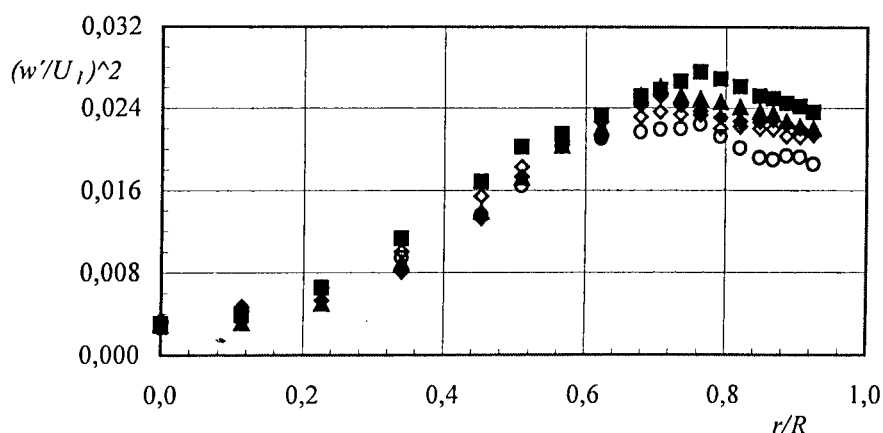


Figura D.43-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

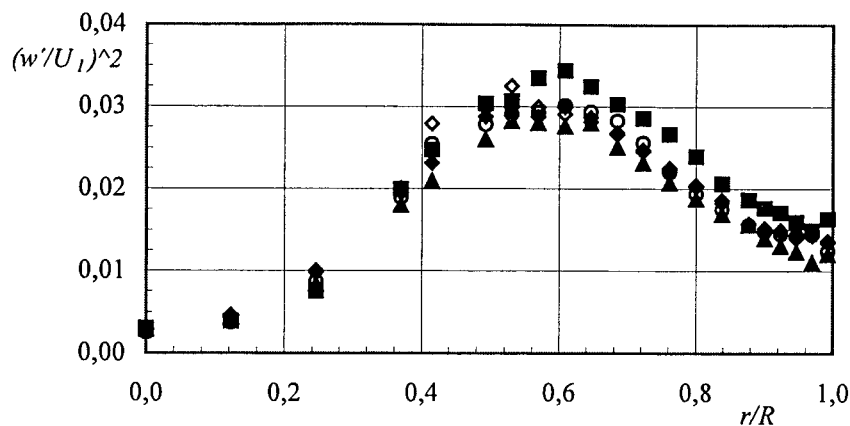


Figura D.44-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

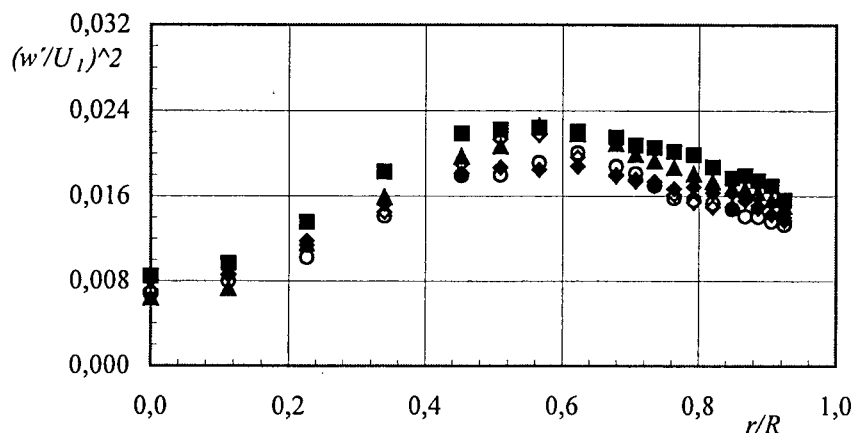


Figura D.45-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

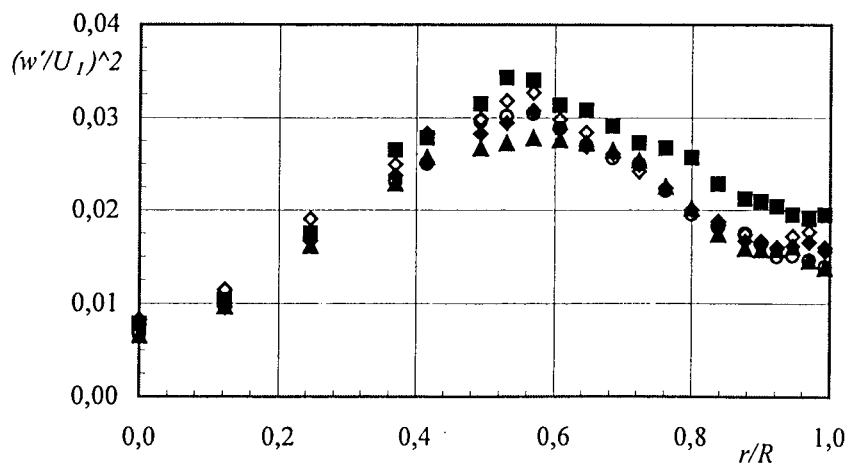


Figura D.46-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

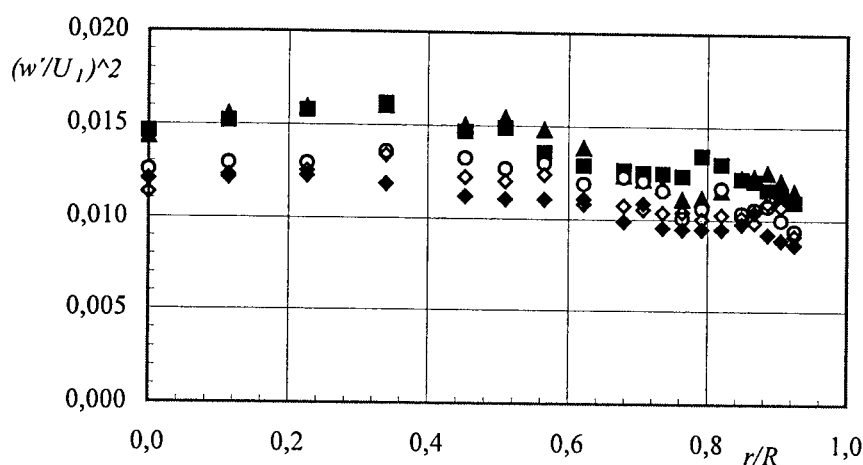


Figura D.47-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

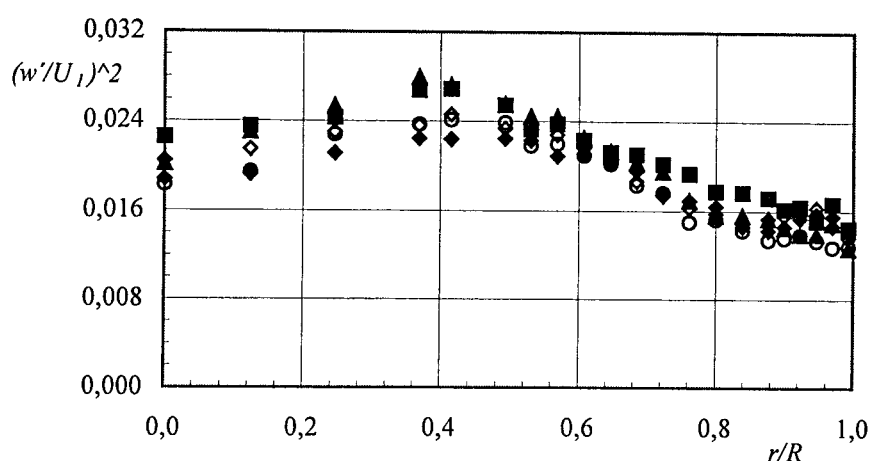


Figura D.48-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

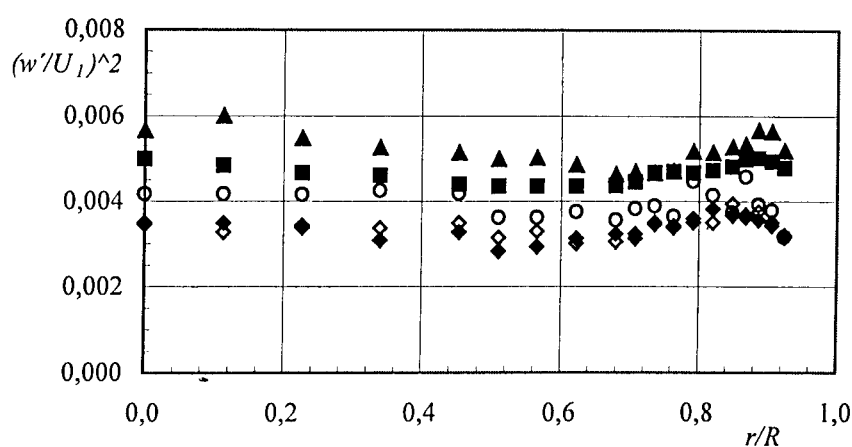


Figura D.49-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

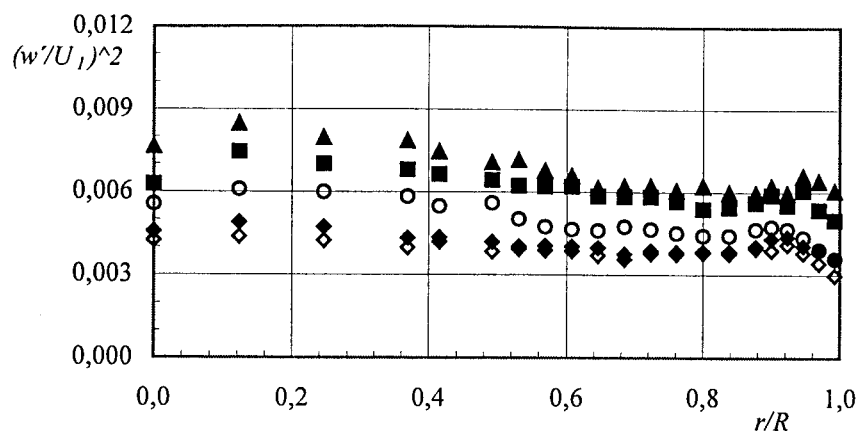


Figura D.50-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

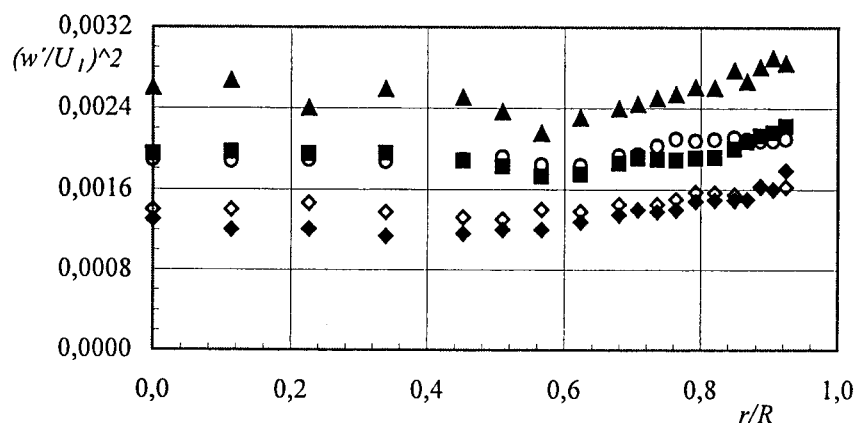


Figura D.51-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

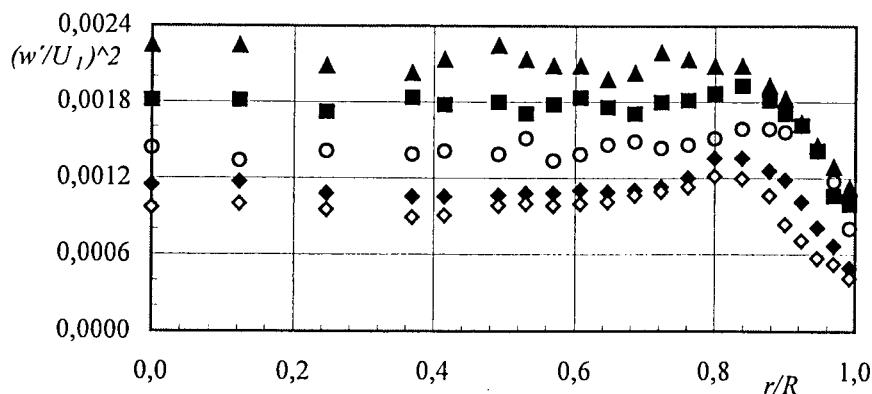


Figura D.52-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

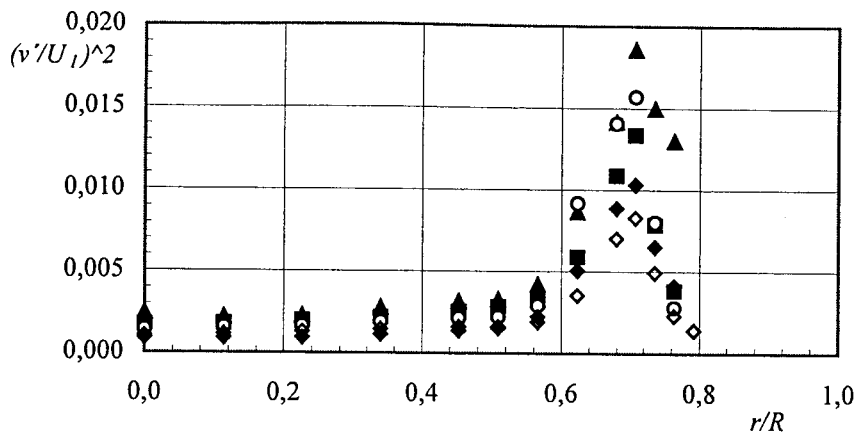


Figura D.53-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

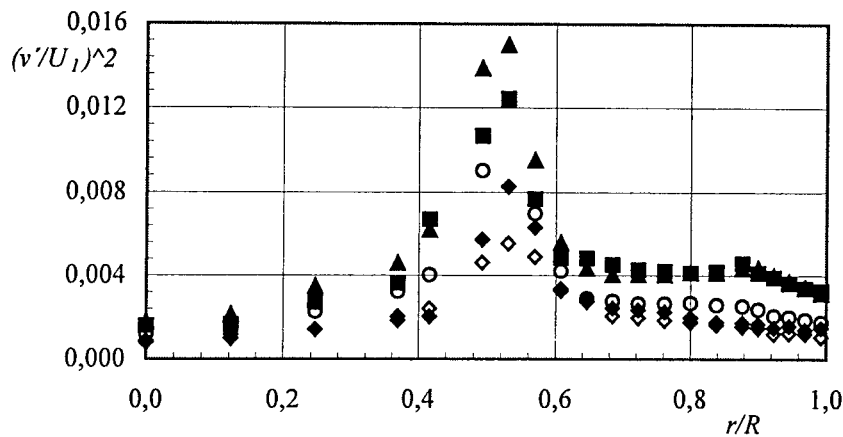


Figura D.54-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

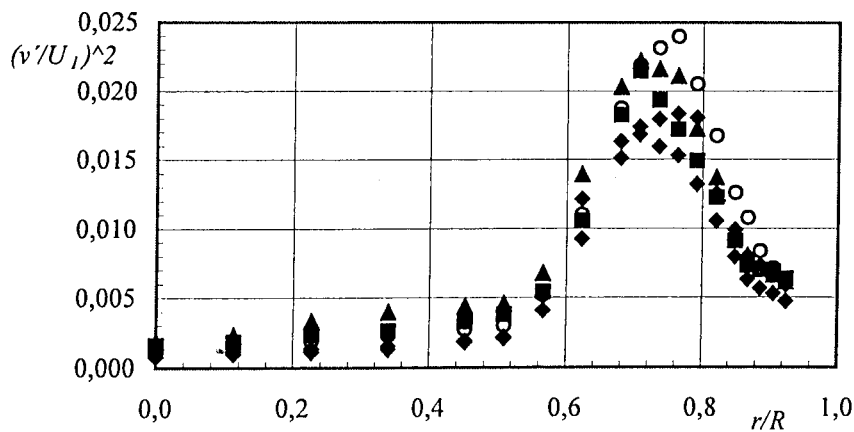


Figura D.55-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

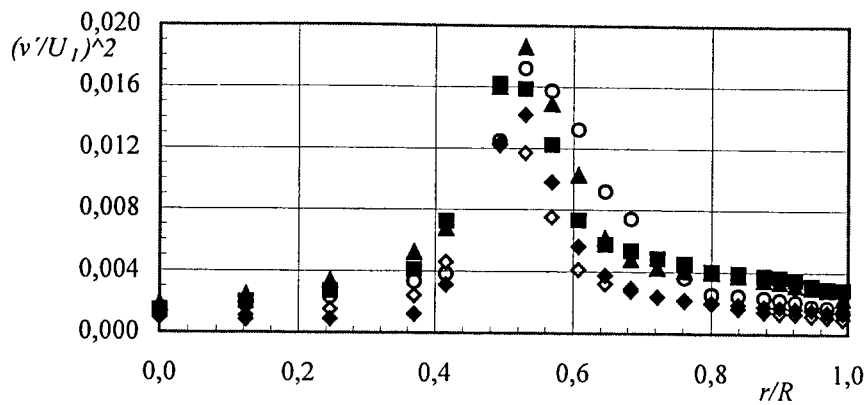


Figura D.56-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

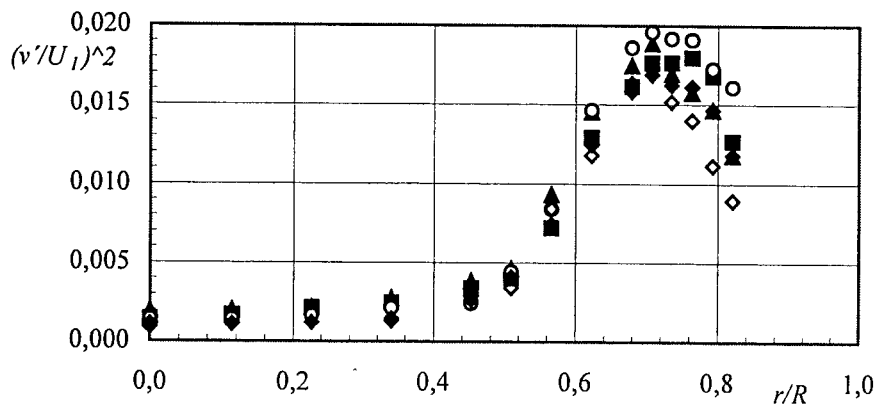


Figura D.57-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

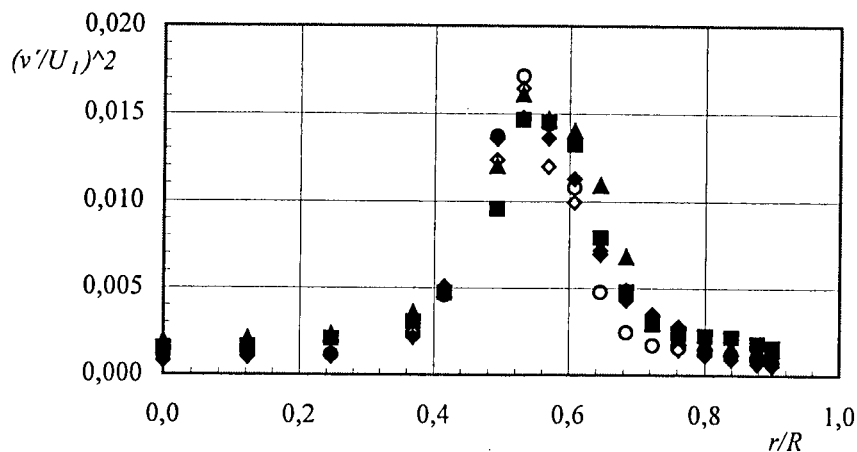


Figura D.58-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

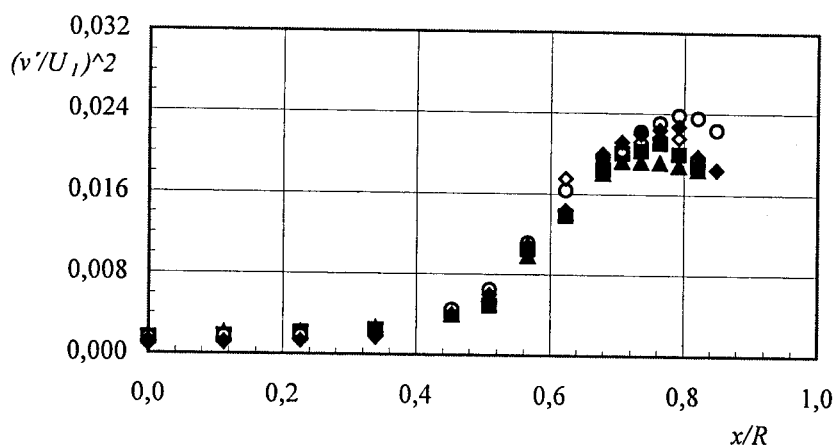


Figura D.59-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

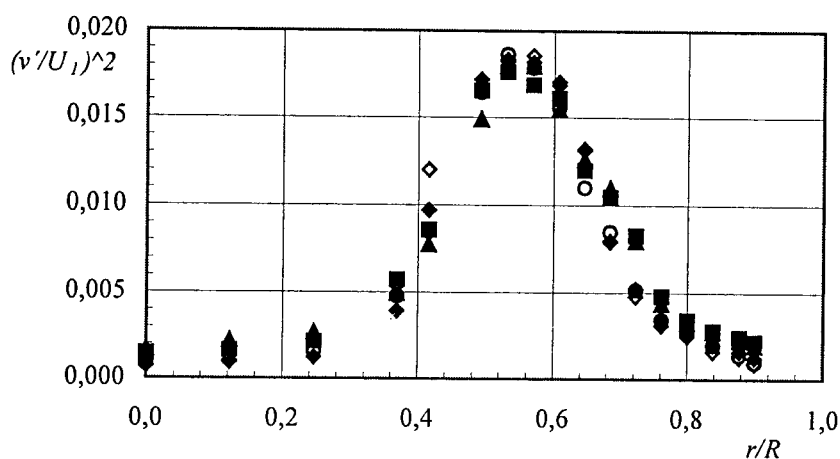


Figura D.60-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

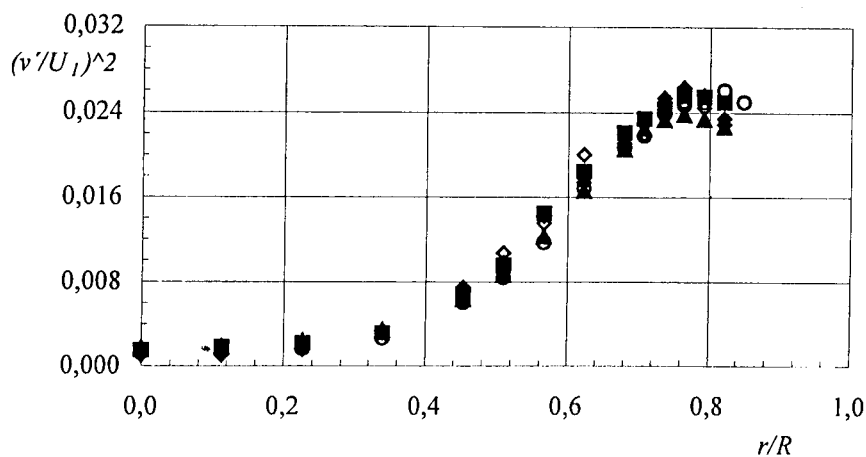


Figura D.61-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

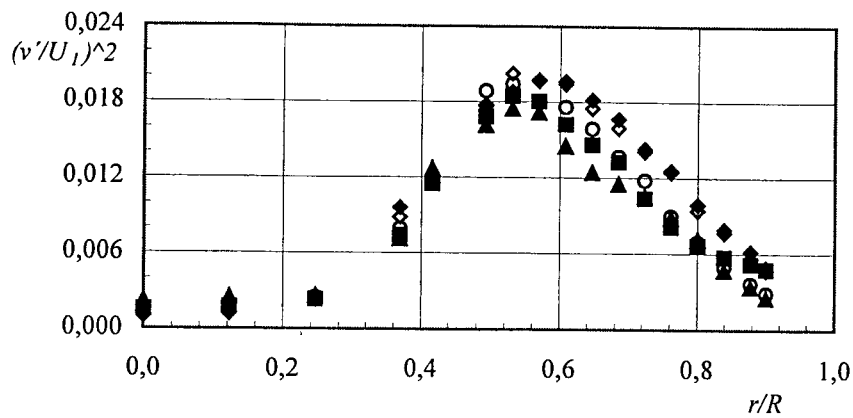


Figura D.62-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

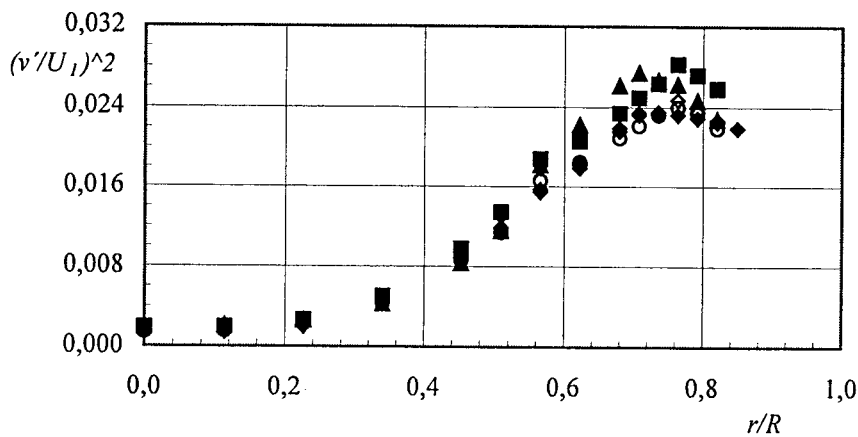


Figura D.63-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

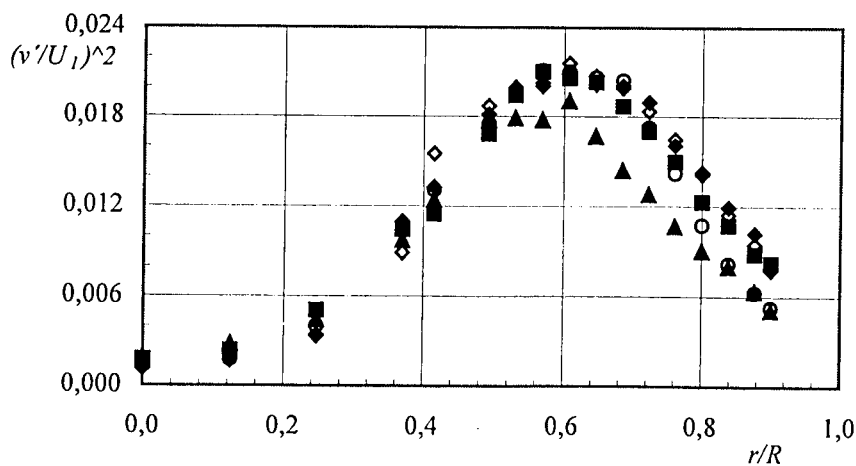


Figura D.64-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

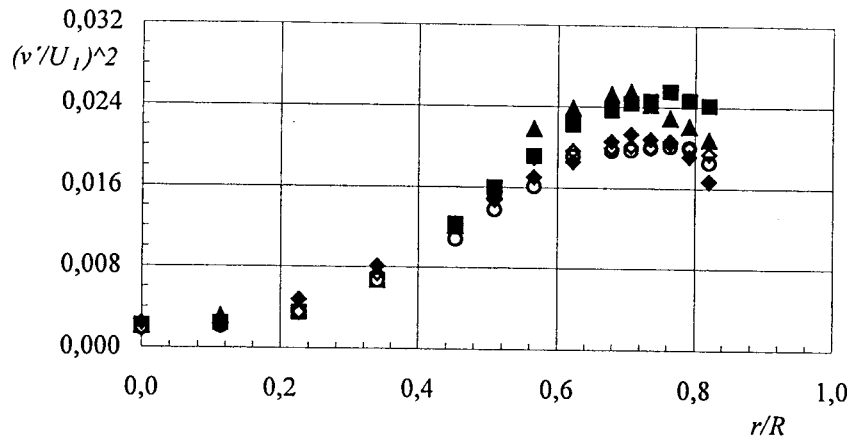


Figura D.65-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

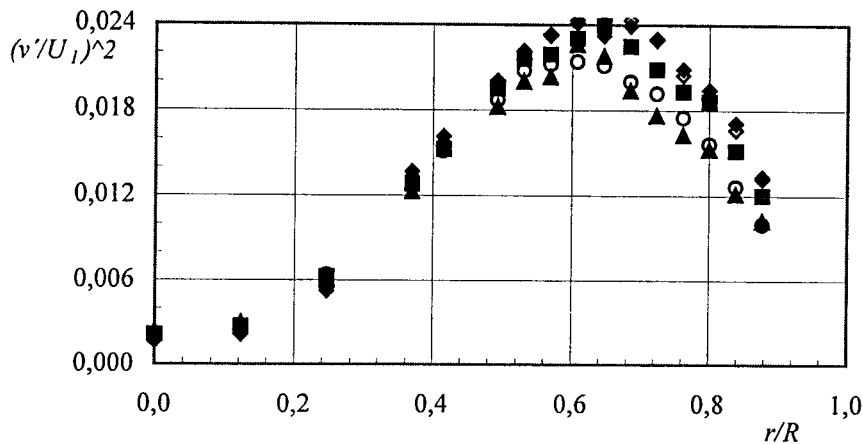


Figura D.66-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

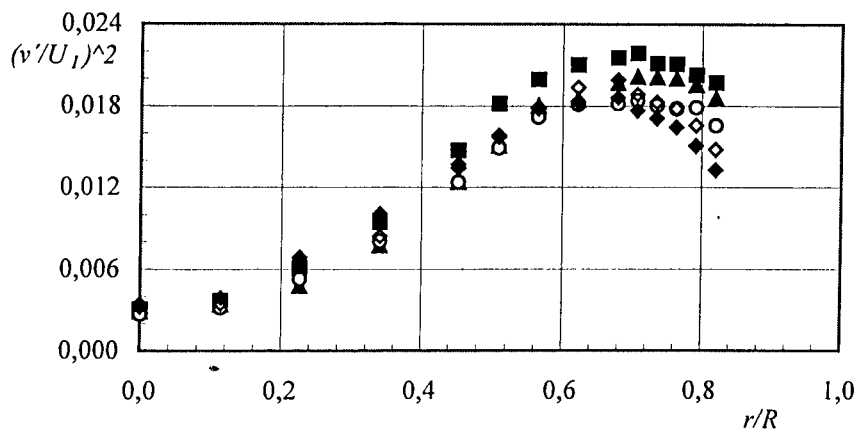


Figura D.67-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

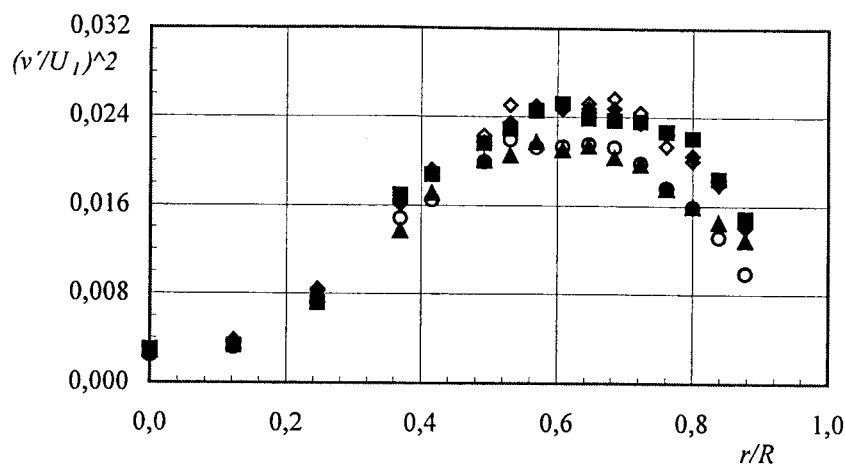


Figura D.68-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

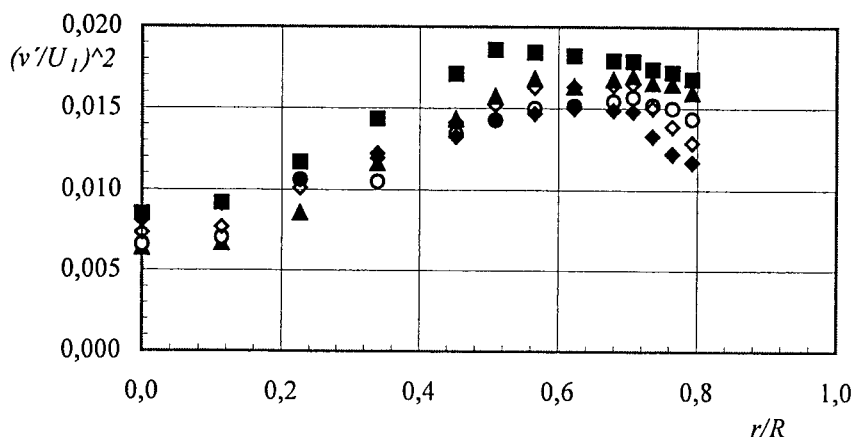


Figura D.69- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

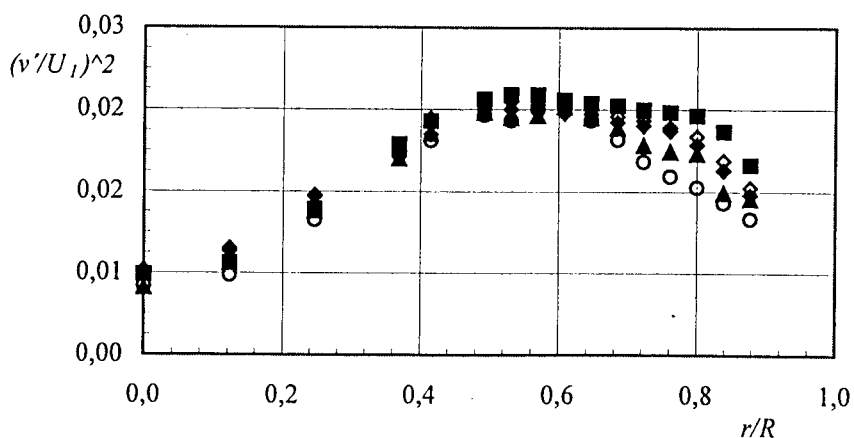


Figura D.70-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

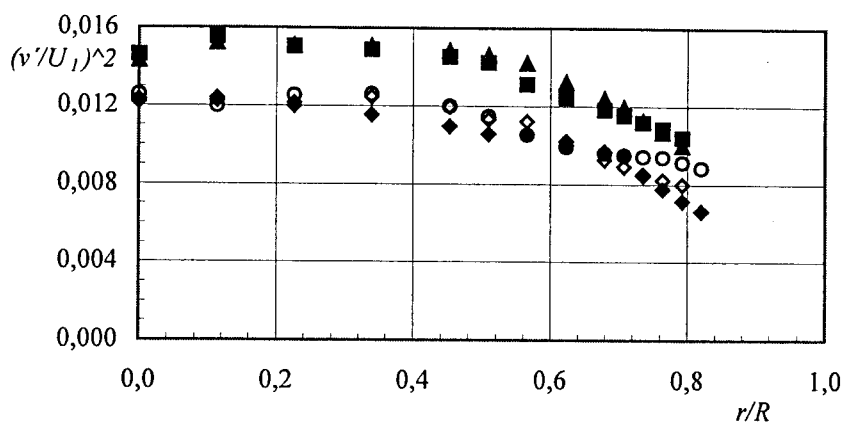


Figura D.71-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

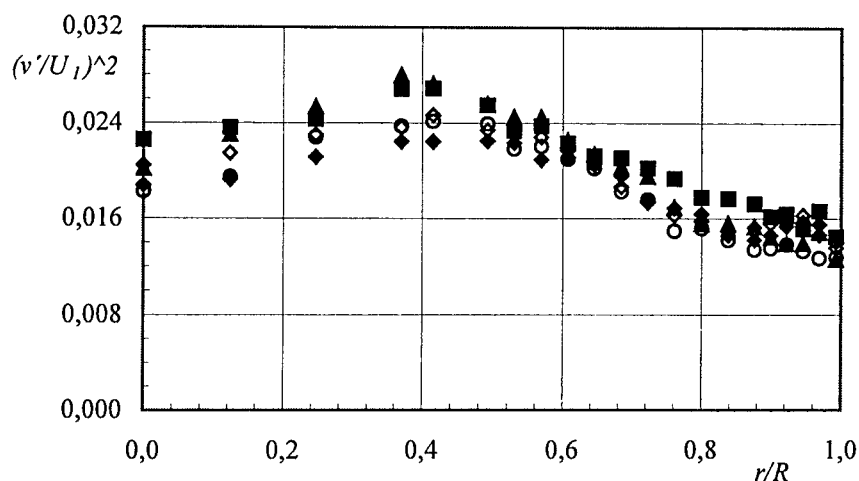


Figura D.72-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

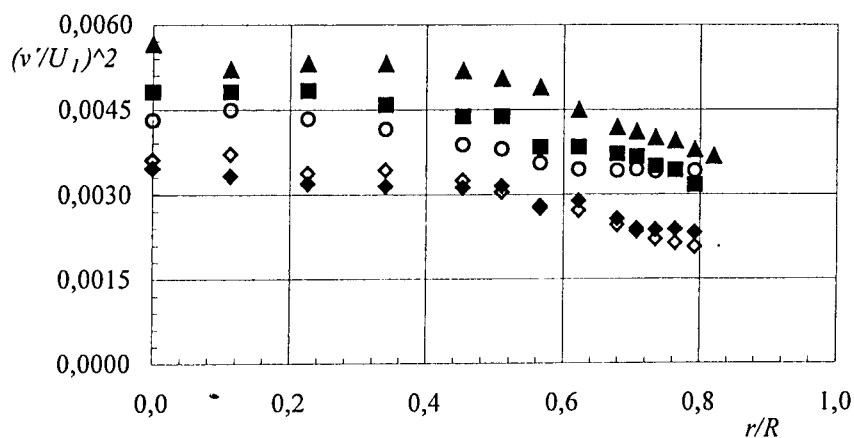


Figura D.73-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

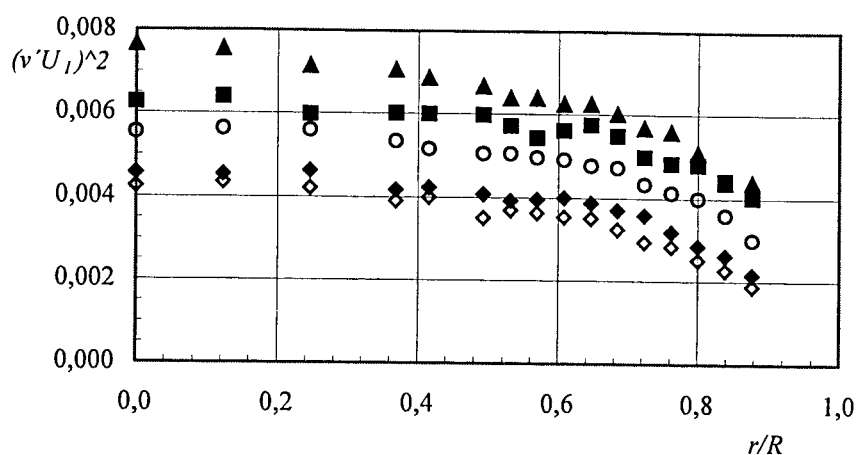


Figura D.74-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

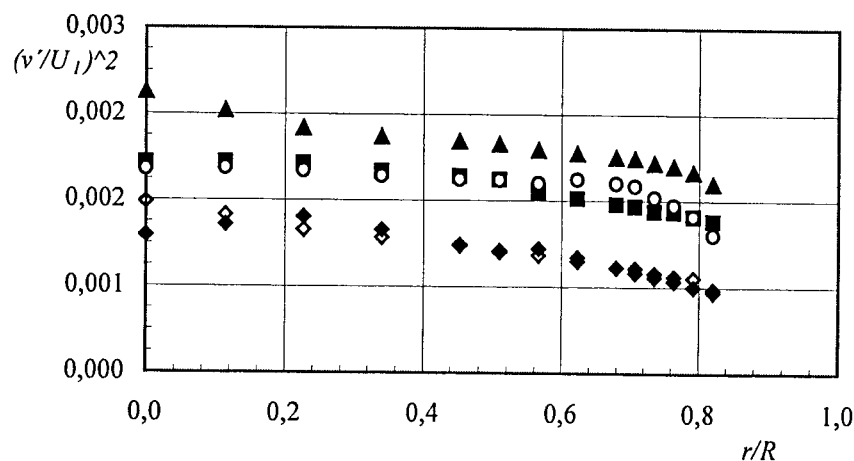


Figura D.75-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (D.1).

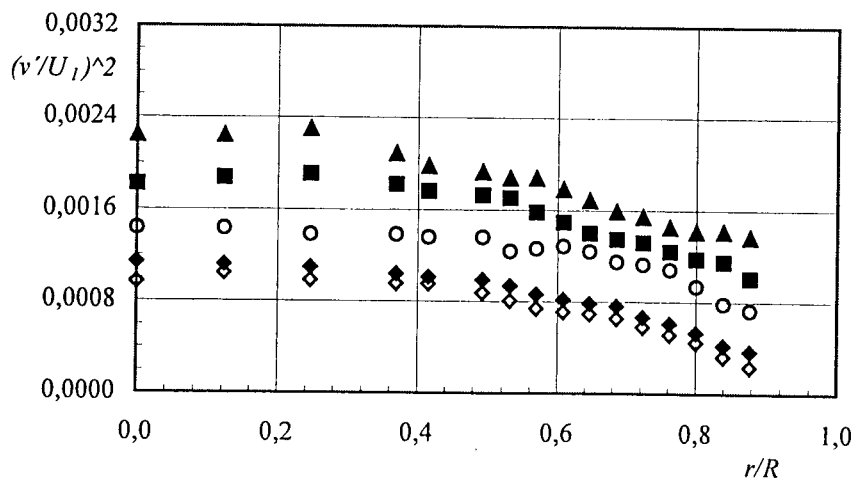


Figura D.76-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (D.2).

APÊNDICE E

Figuras E.1 a E.4- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC.

Figuras E.5 a E.28- Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC.

Figuras E.29 a E.52- Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC.

Figuras E.53 a E.76- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das soluções de CMC.

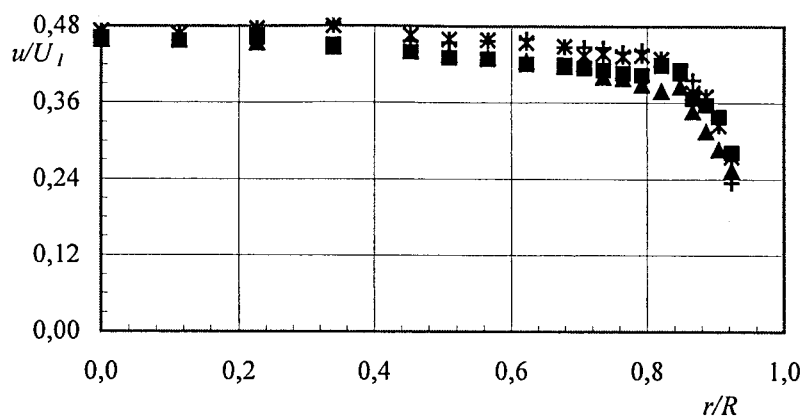


Figura E.1-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$. Água: ■ 133.600; ▲ 50.100; 0,2% CMC: + 29.000; * 18.600; ($RE=1,538$).

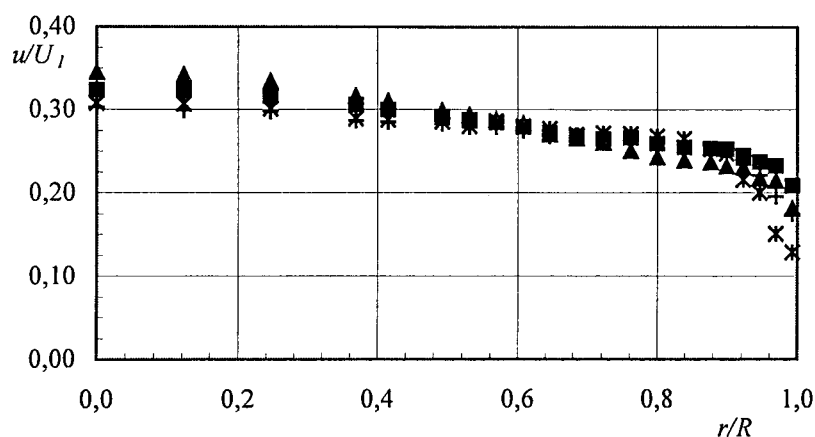


Figura E.2-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$. Água: ■ 133.900; ▲ 50.400; 0,2% CMC: + 29.000; * 18.600; ($RE=2$).

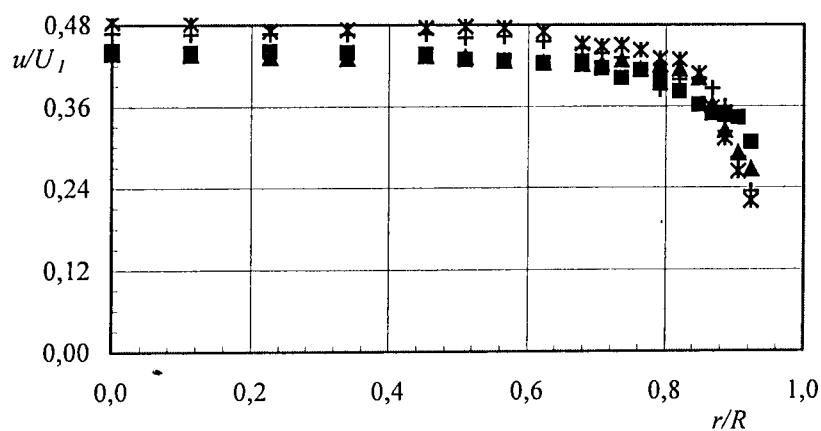


Figura E.3-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

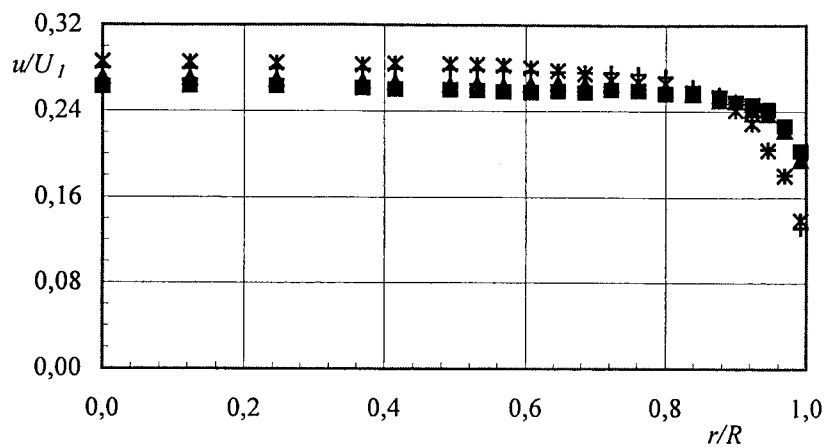


Figura E.4-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($Re=2$). Símbolos como na figura (E.2).

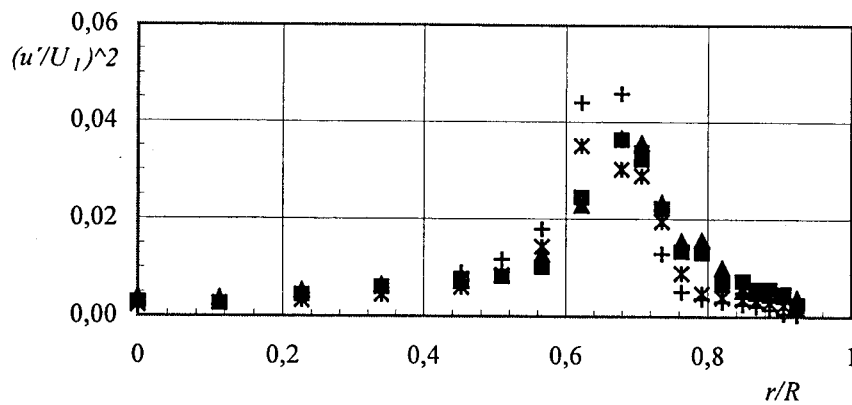


Figura E.5-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

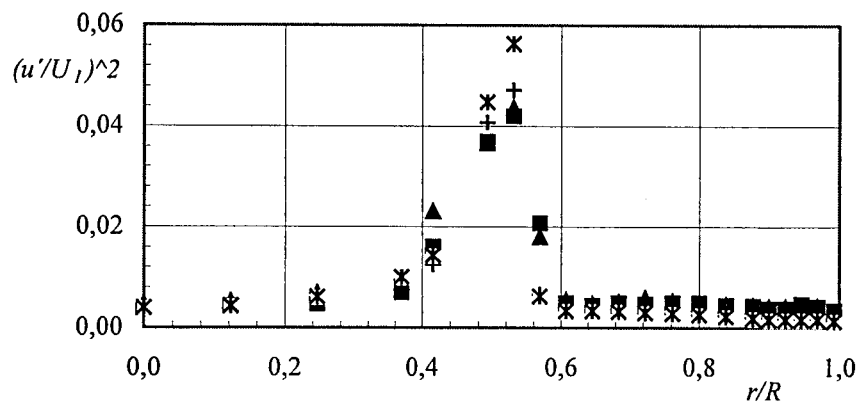


Figura E.6-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

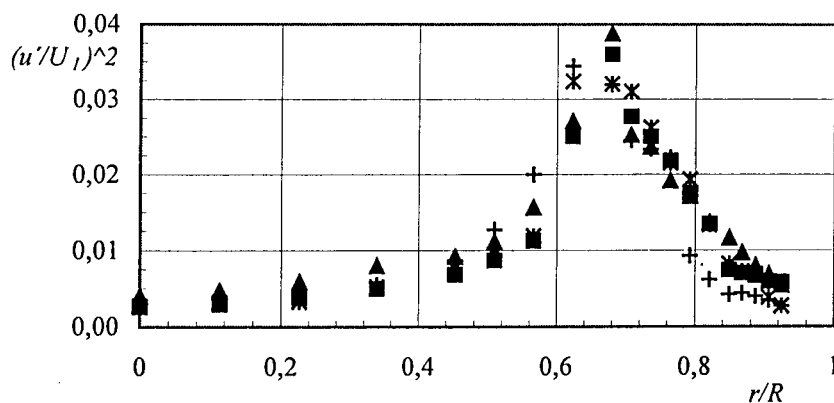


Figura E.7-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

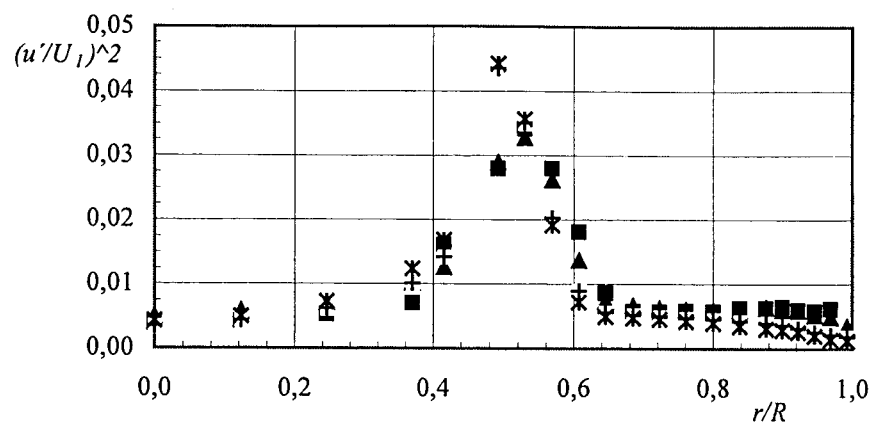


Figura E.8-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

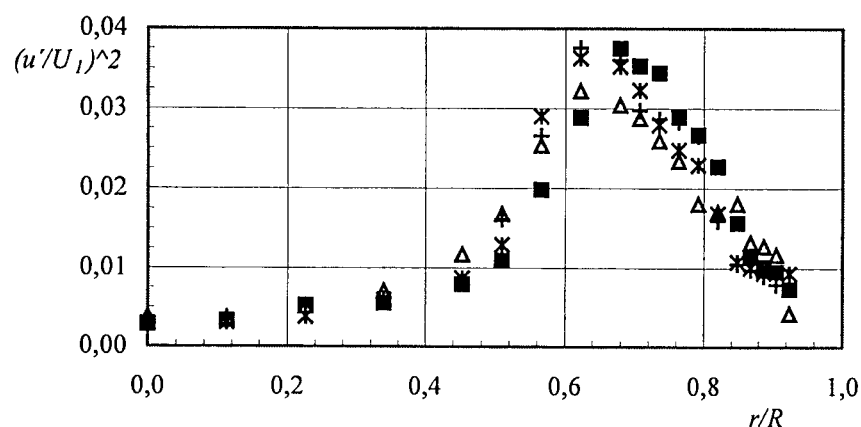


Figura E.9-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

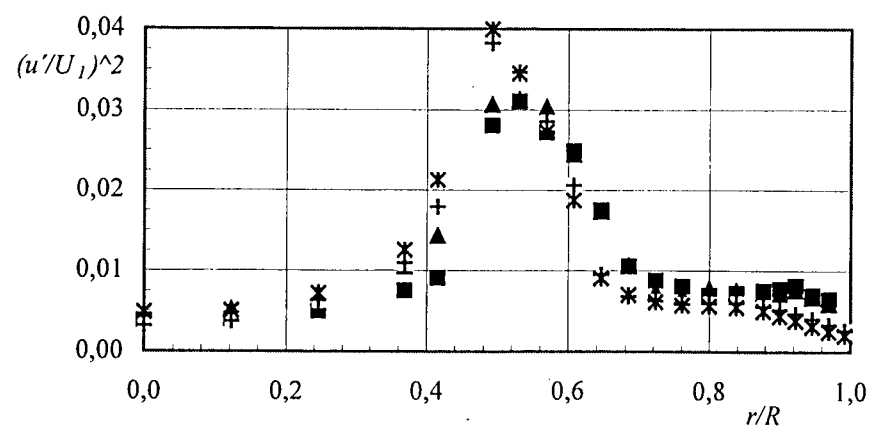


Figura E.10-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

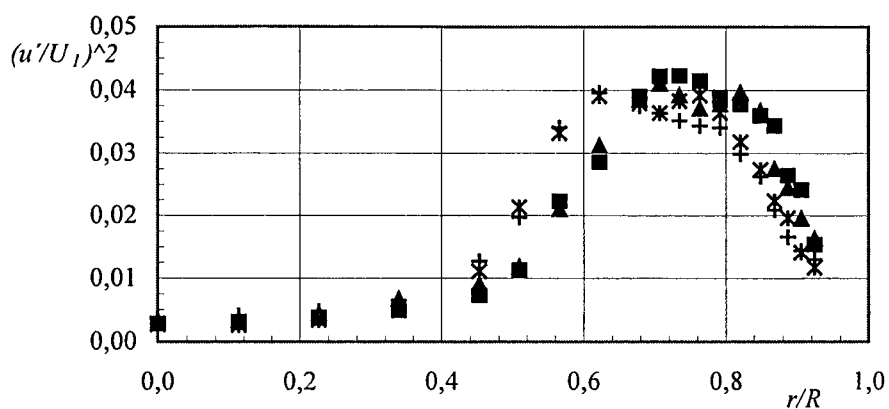


Figura E.11-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

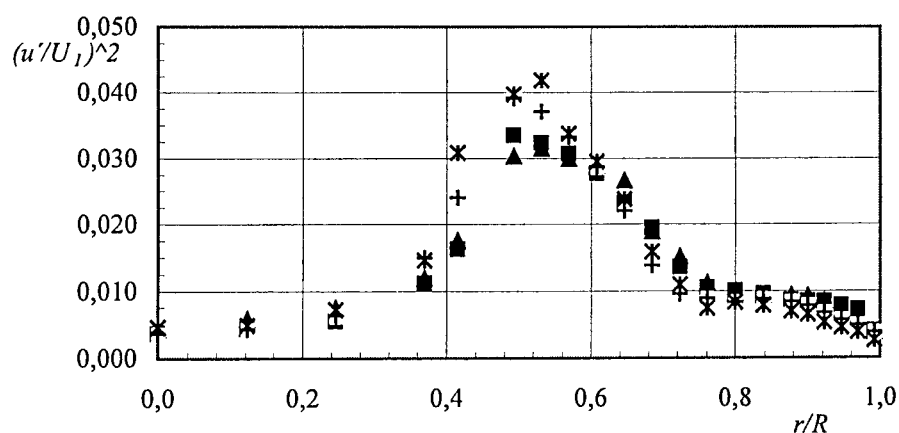


Figura E.12-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

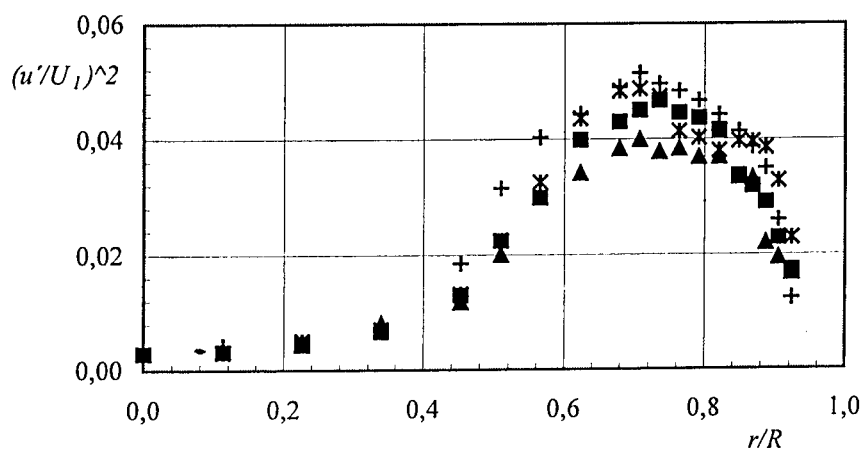


Figura E.13-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

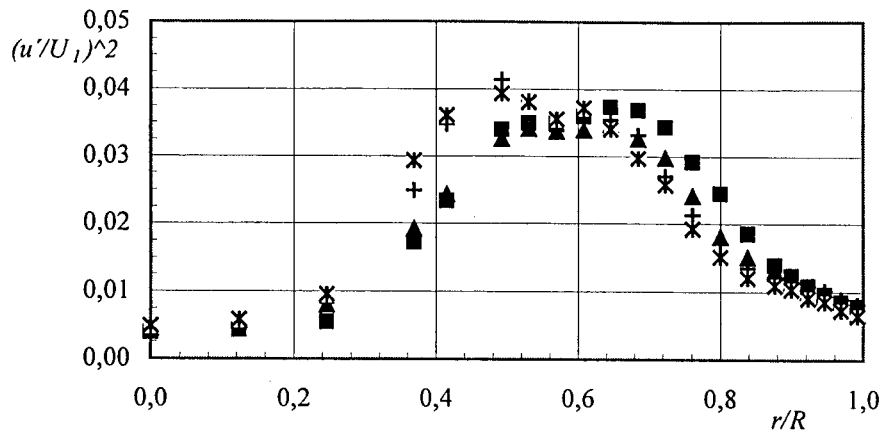


Figura E.14-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

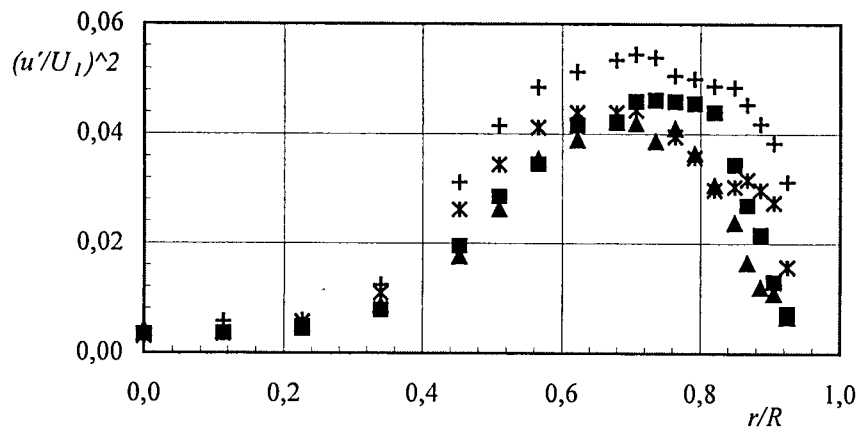


Figura E.15-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

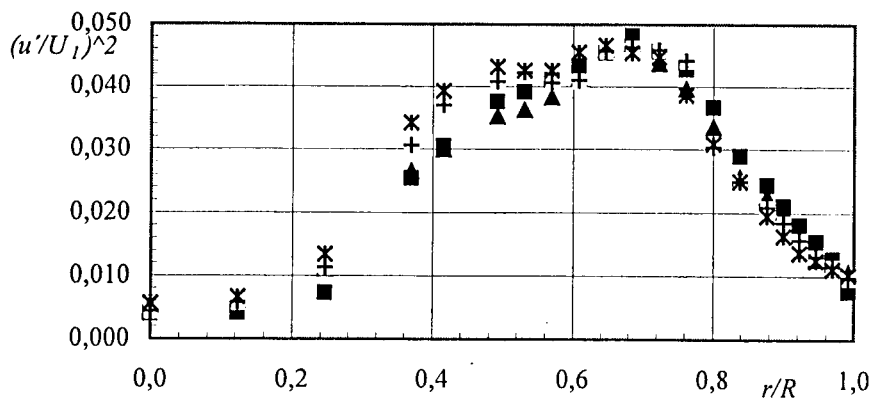


Figura E.16-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

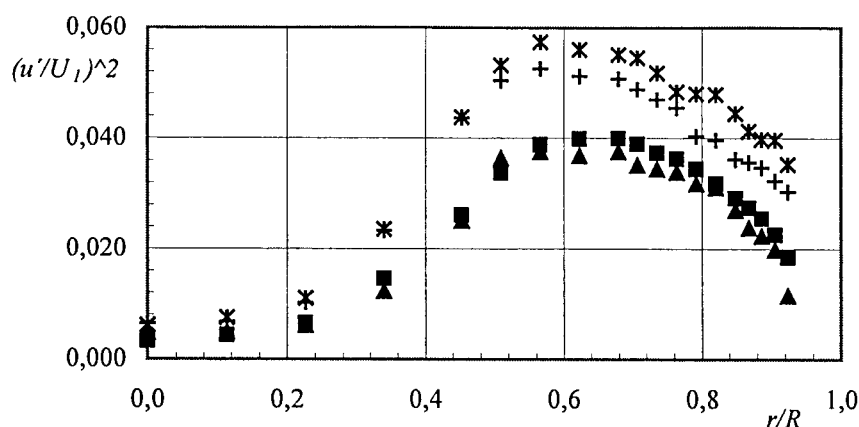


Figura E.17-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

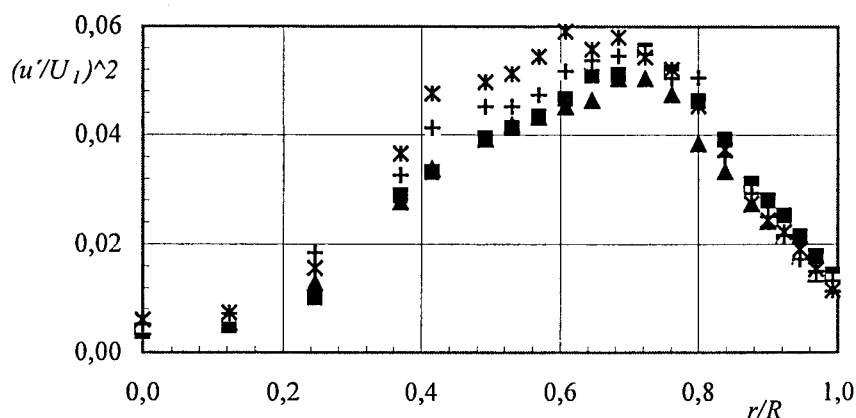


Figura E.18-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

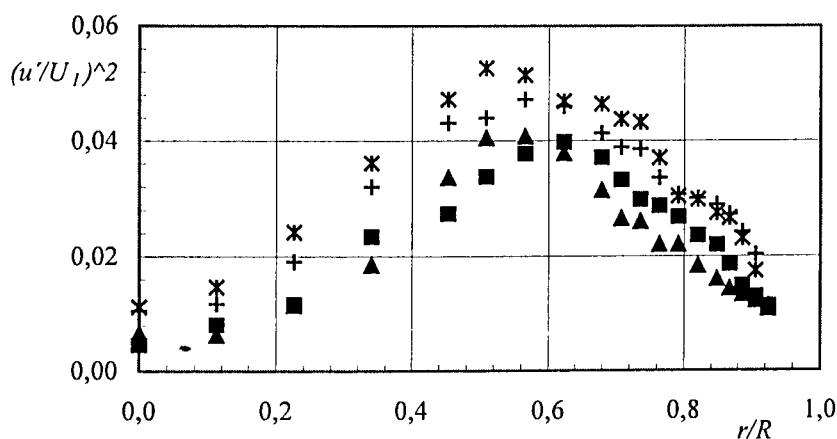


Figura E.19-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

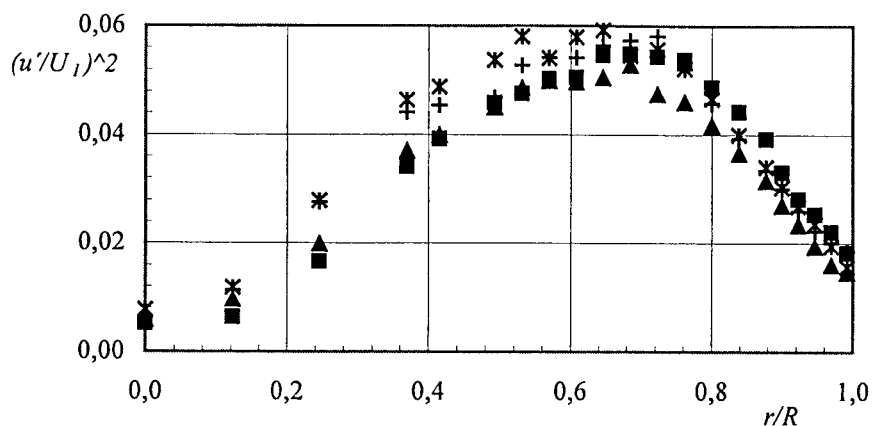


Figura E.20-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

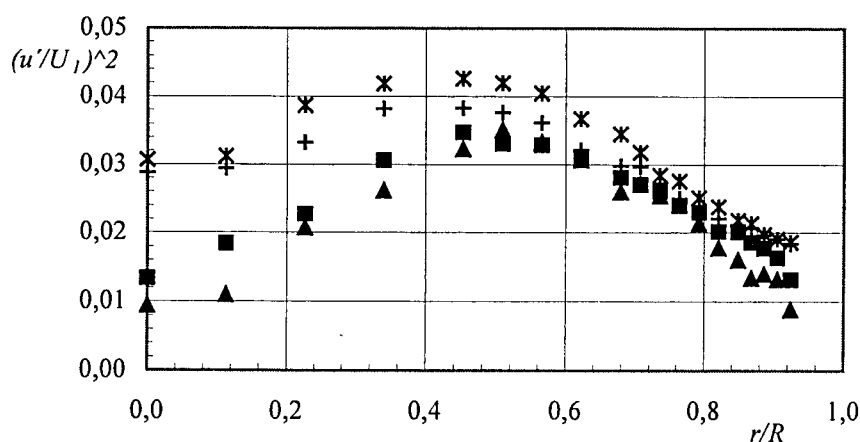


Figura E.21-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

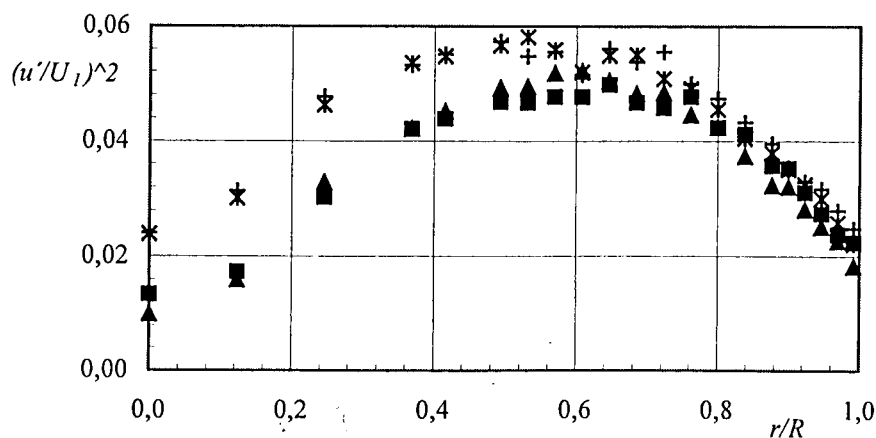


Figura E.22-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

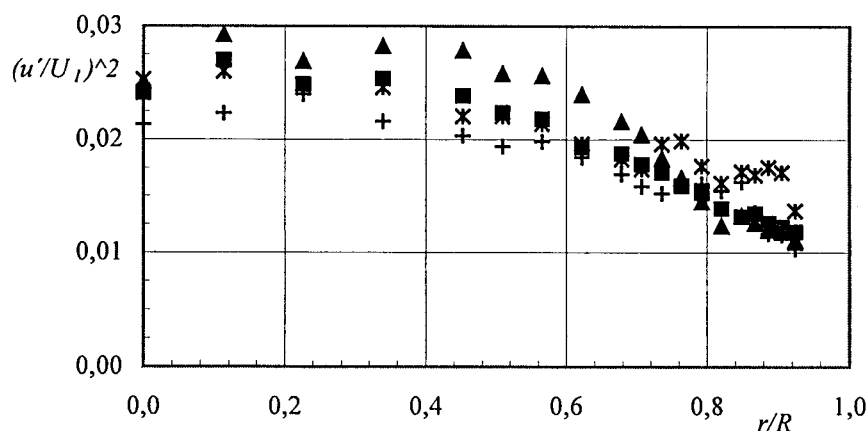


Figura E.23-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

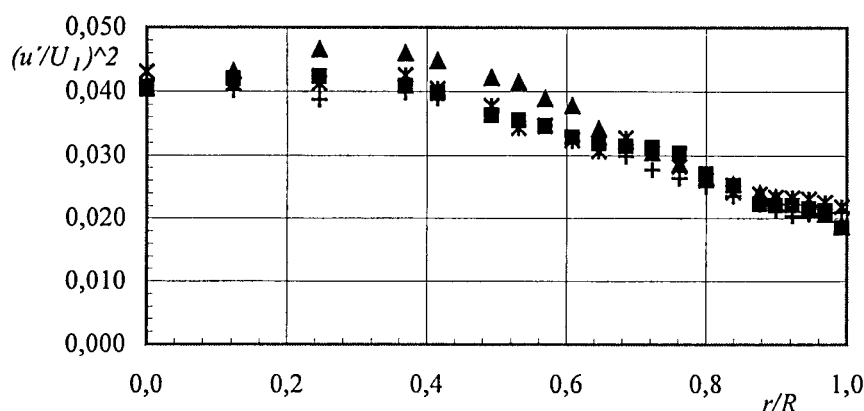


Figura E.24-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

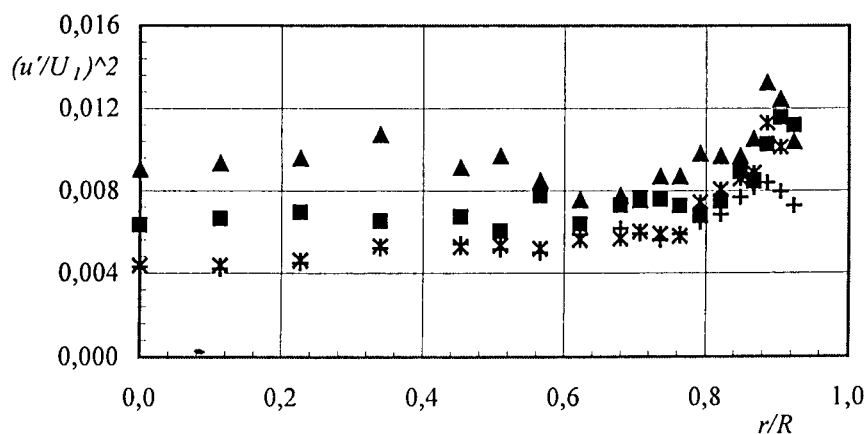


Figura E.25-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

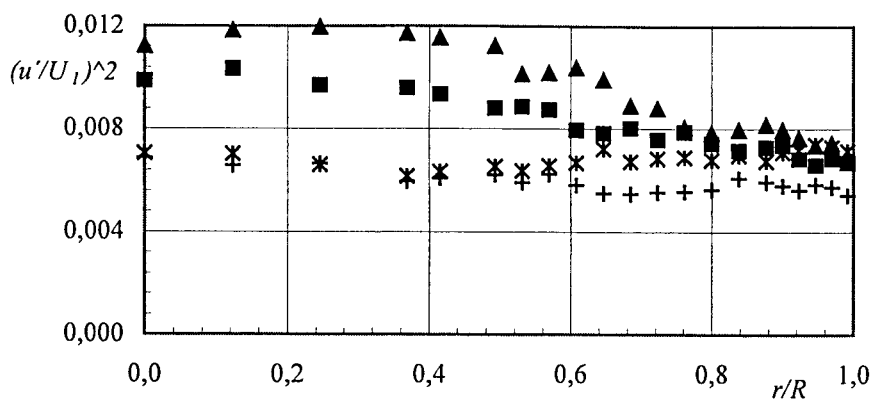


Figura E.26-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

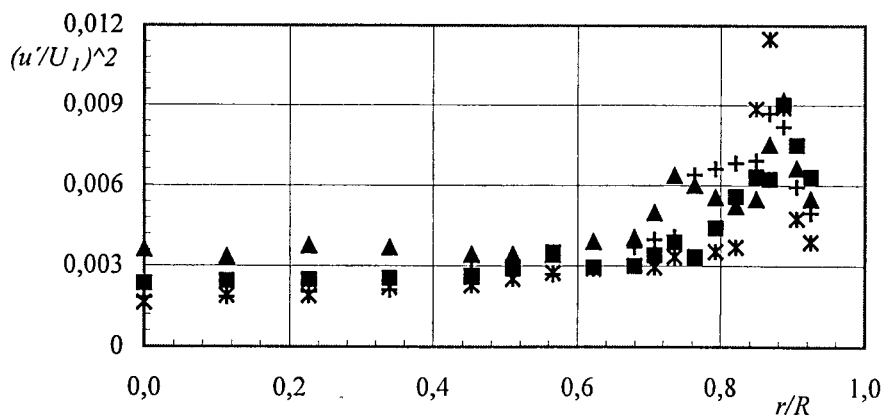


Figura E.27-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

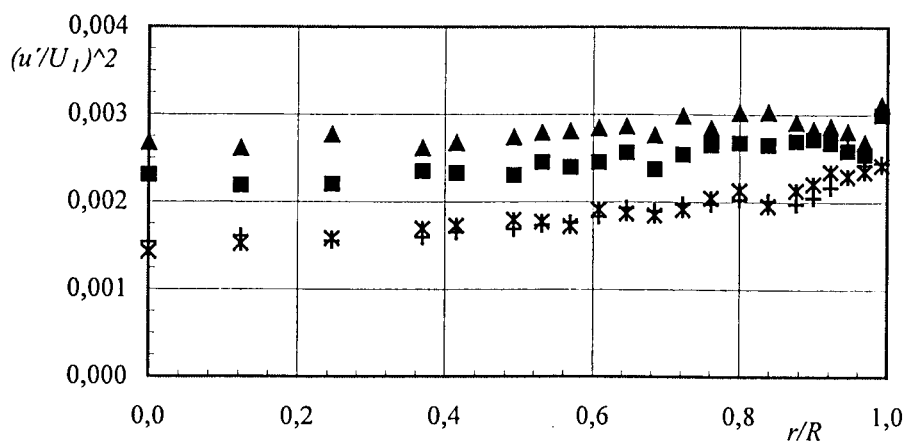


Figura E.28-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

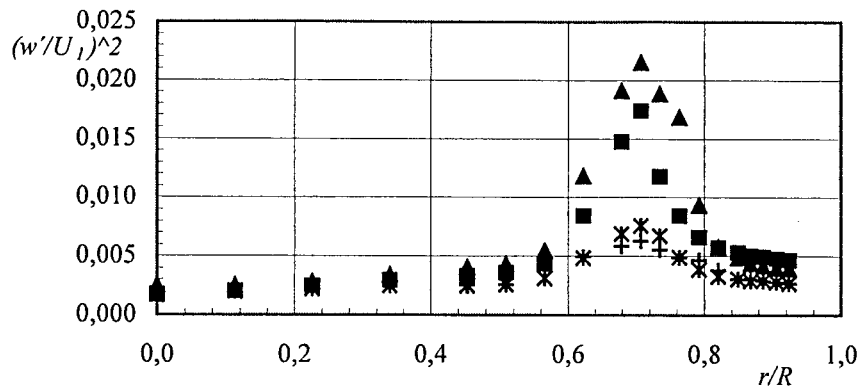


Figura E.29-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

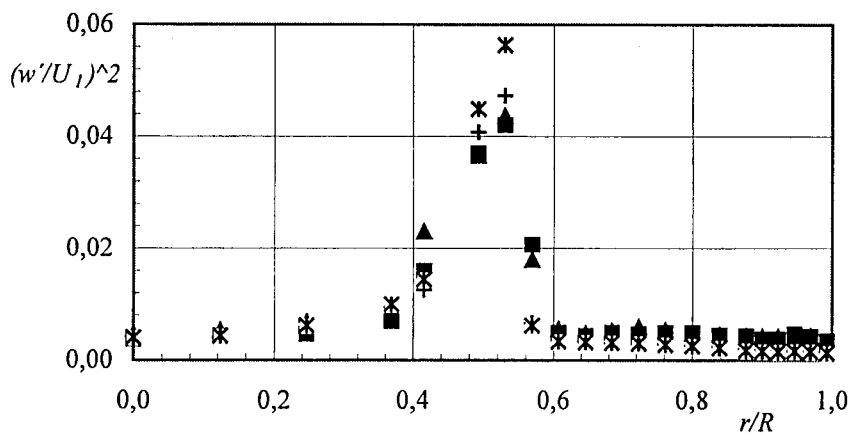


Figura E.30-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

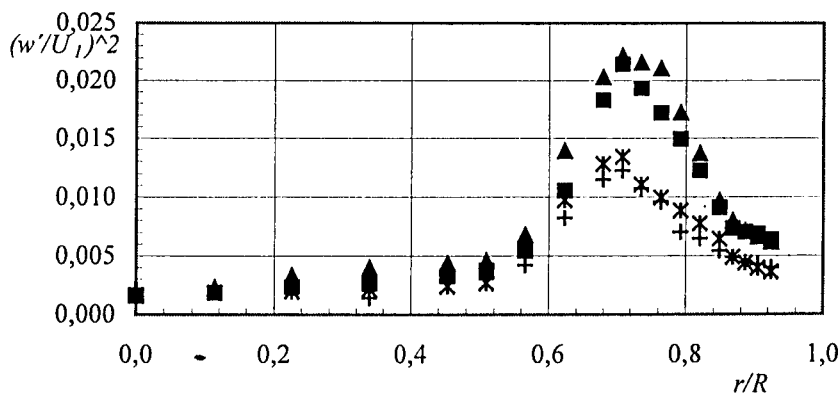


Figura E.31-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

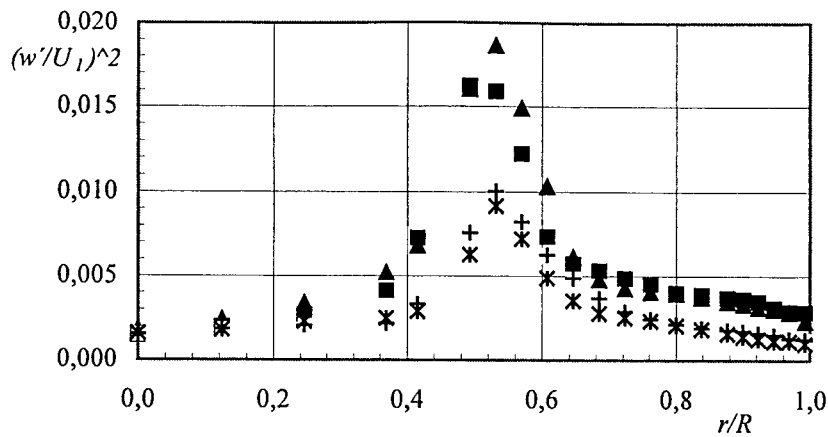


Figura E.32-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

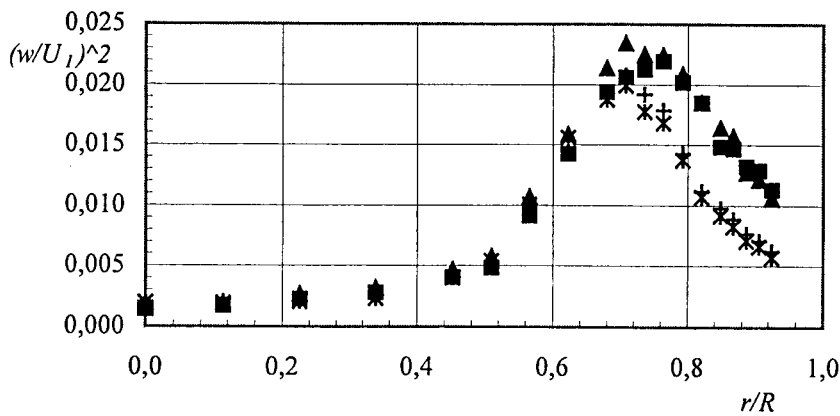


Figura E.33-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

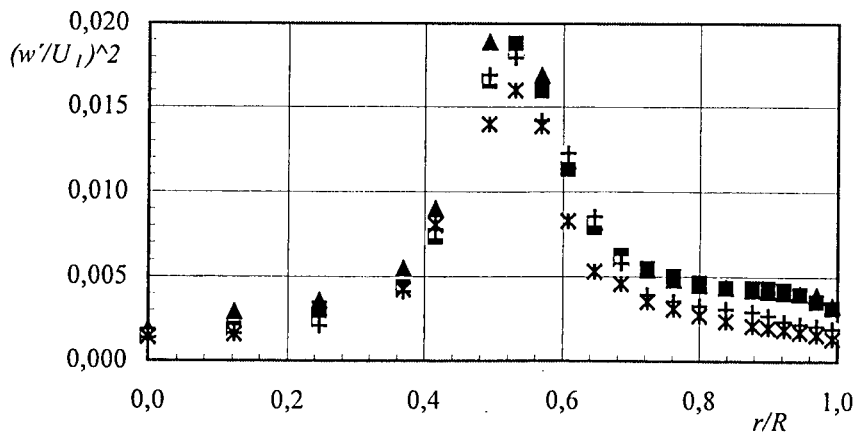


Figura E.34-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

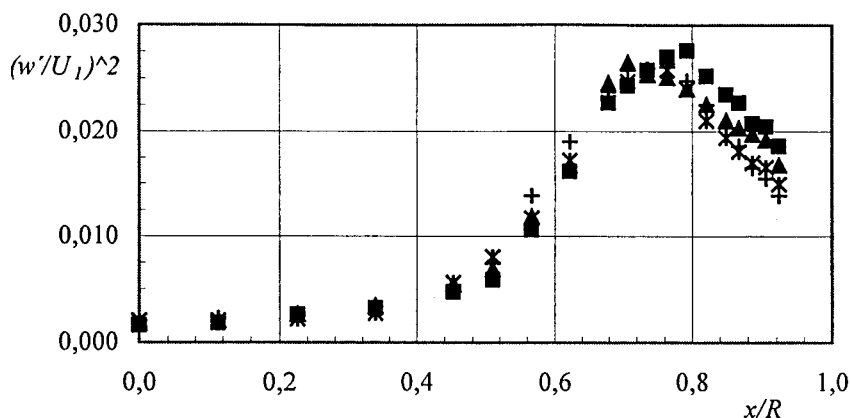


Figura E.35-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

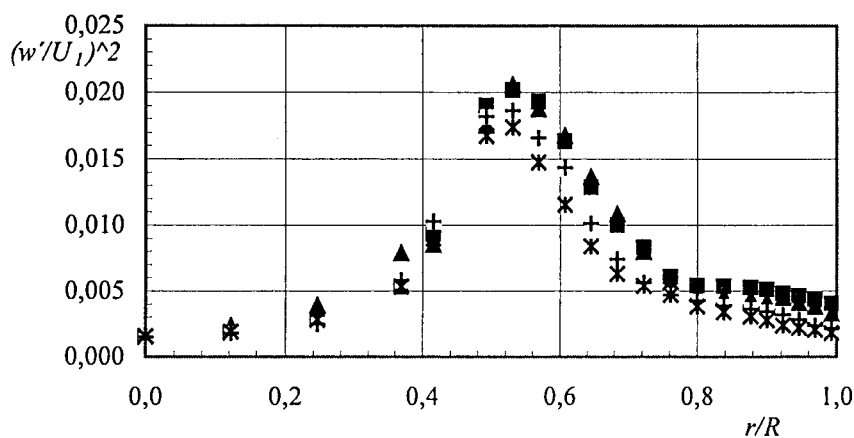


Figura E.36-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

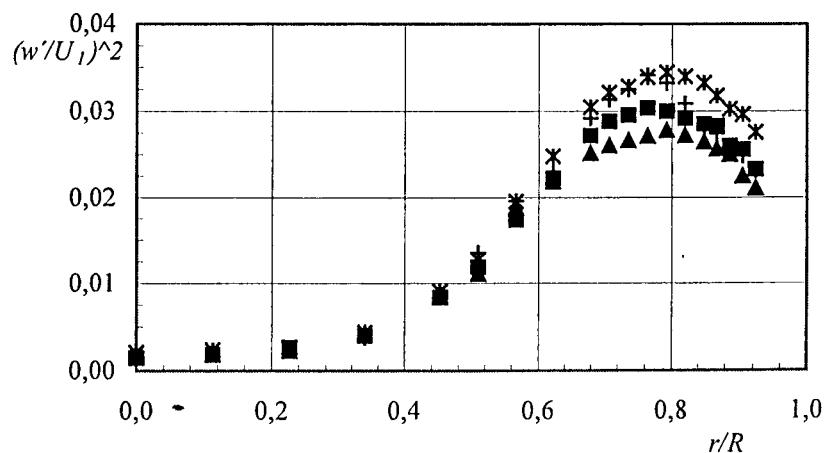


Figura E.37-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

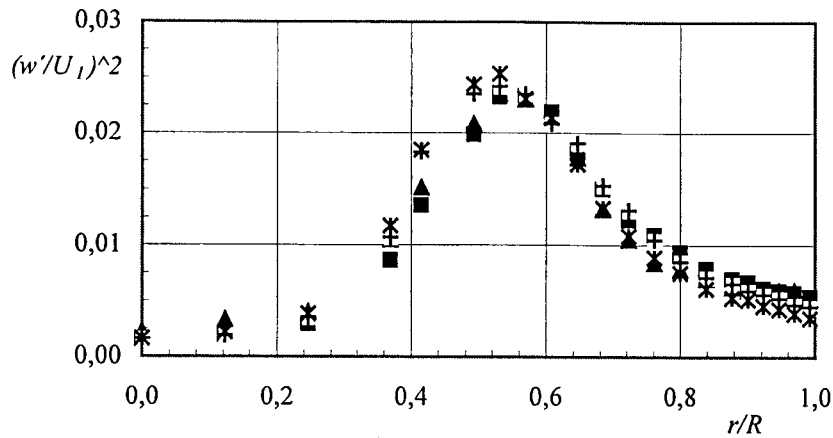


Figura E.38-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

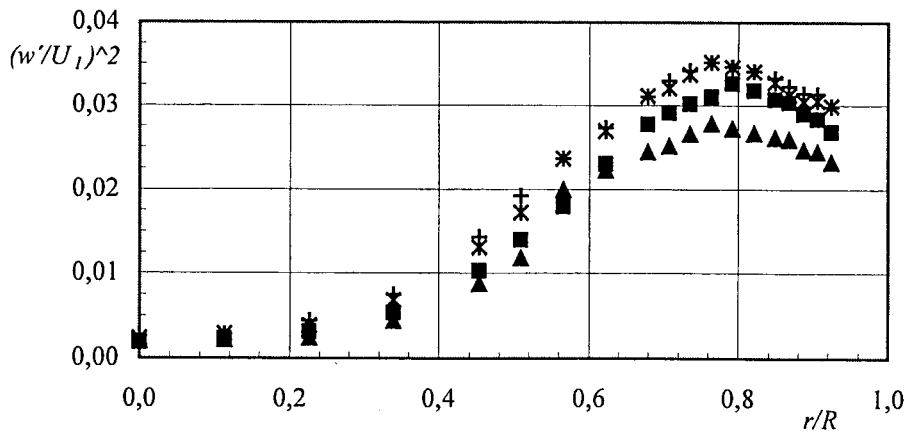


Figura E.39-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

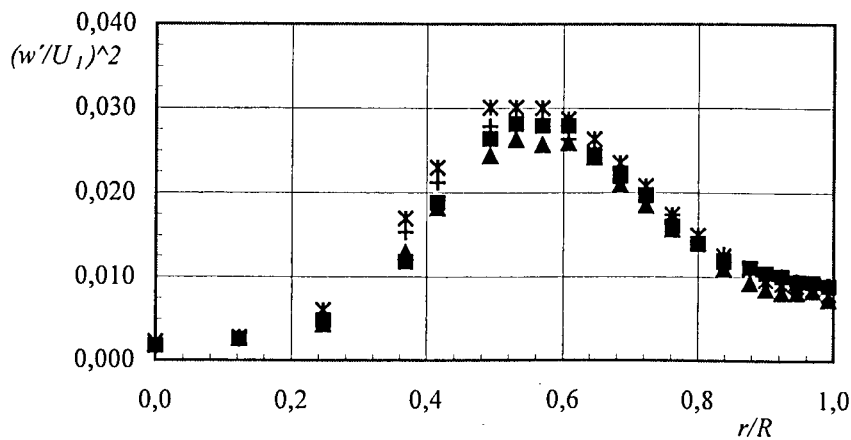


Figura E.40-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

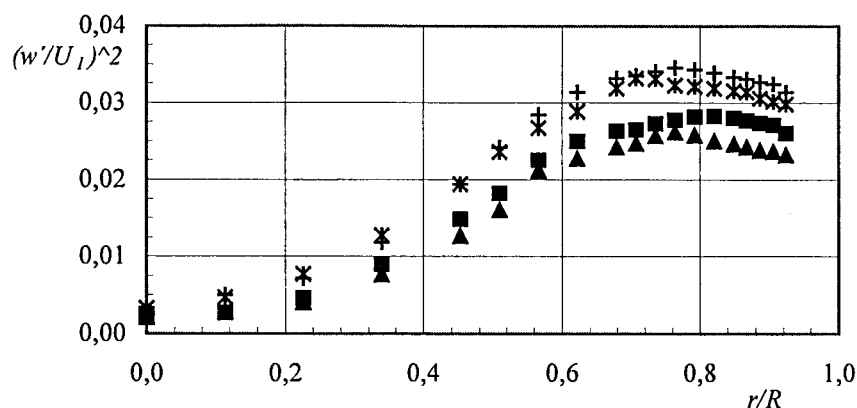


Figura E.41-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

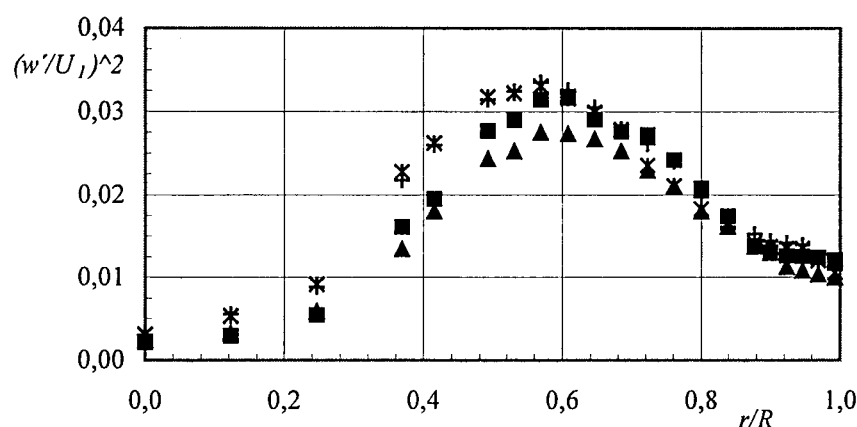


Figura E.42-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

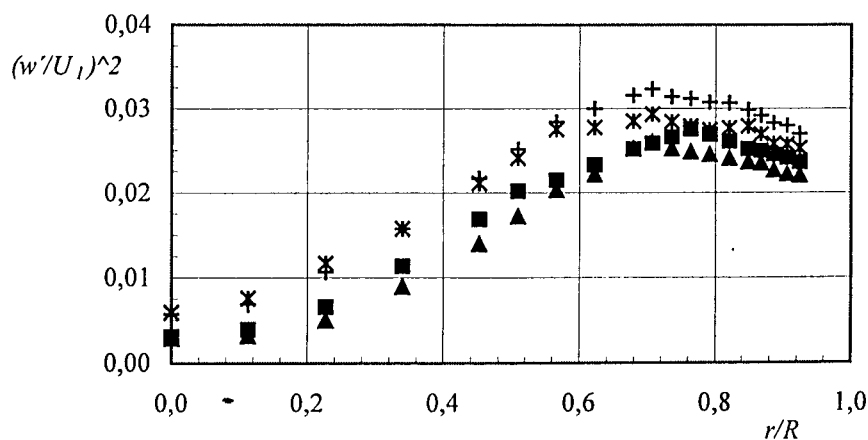


Figura E.43-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

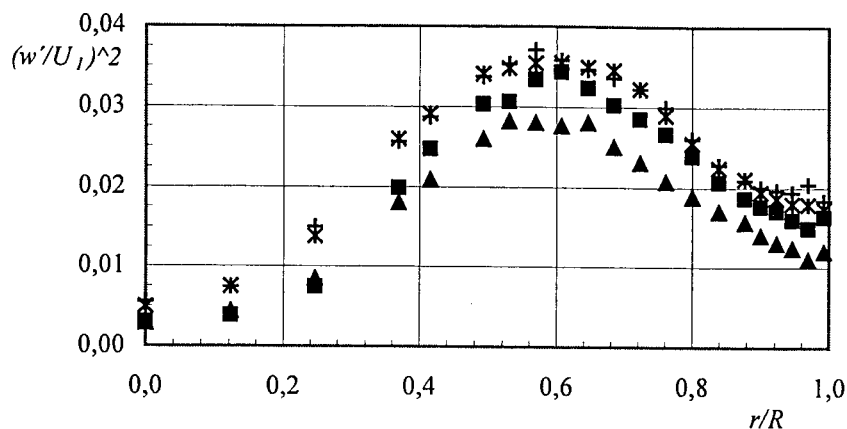


Figura E.44-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

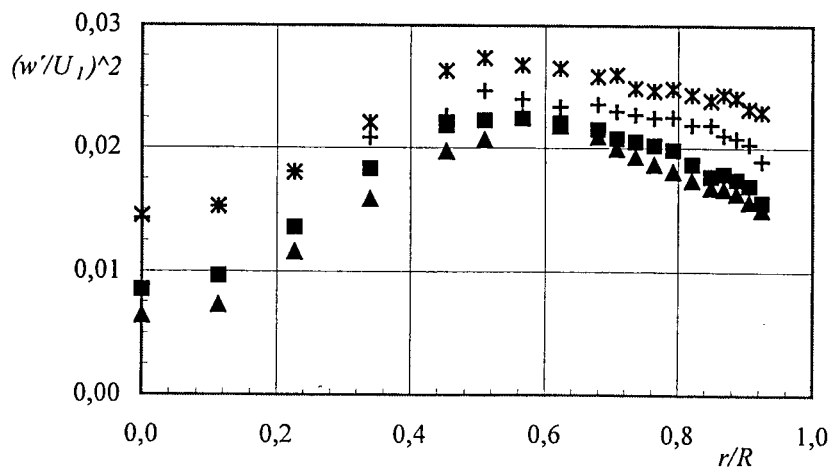


Figura E.45-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

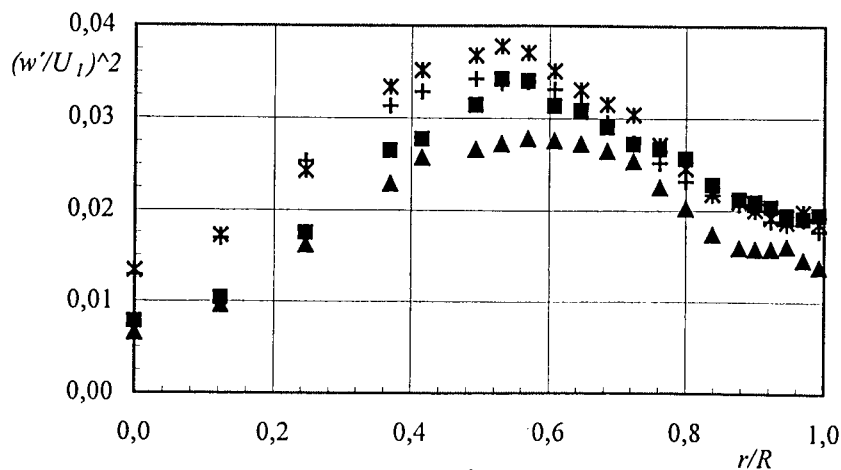


Figura E.46-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

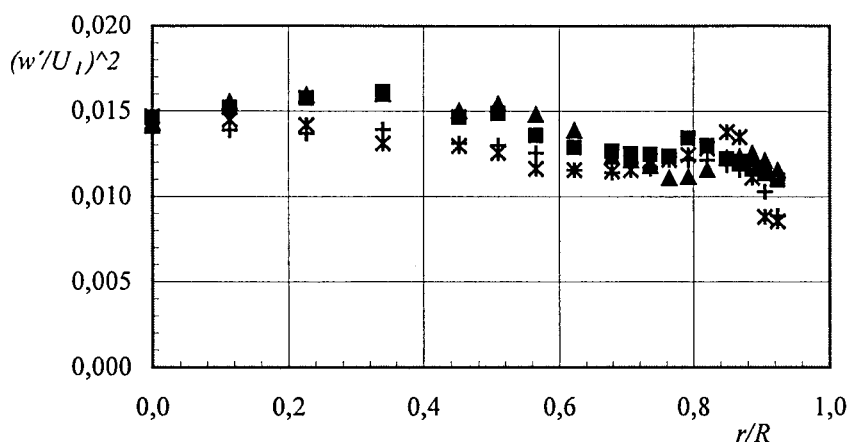


Figura E.47-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

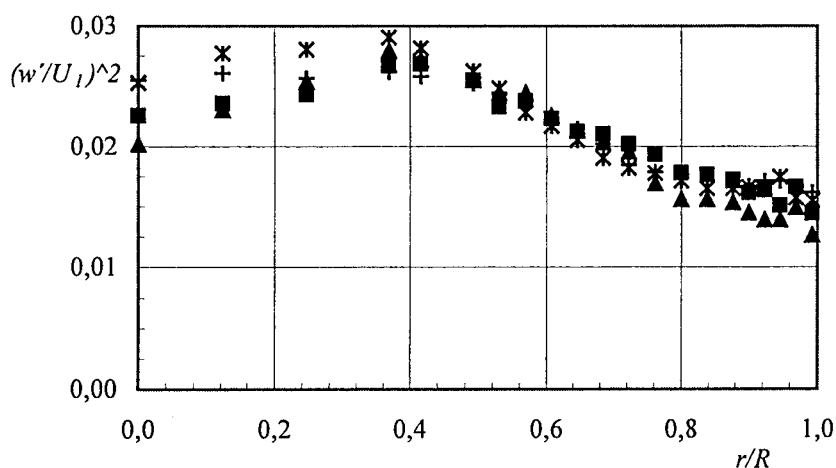


Figura E.48-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

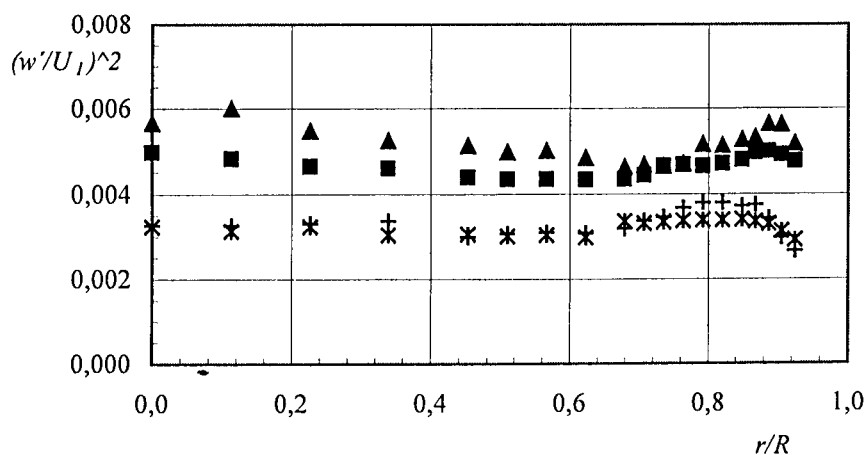


Figura E.49-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

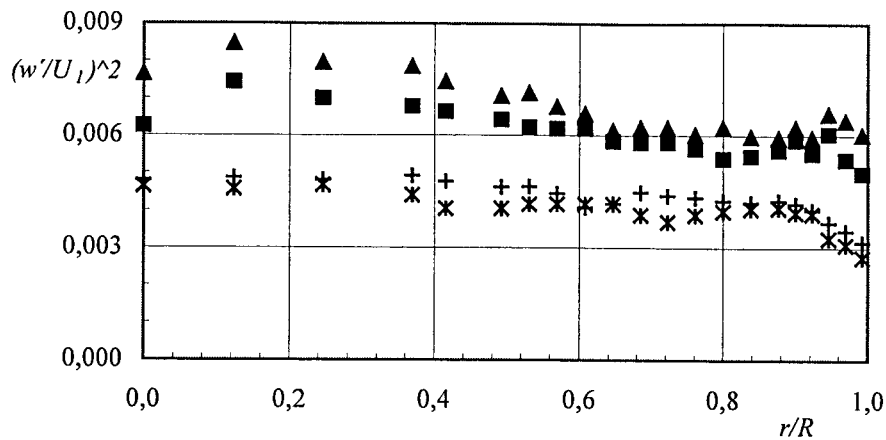


Figura E.50-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

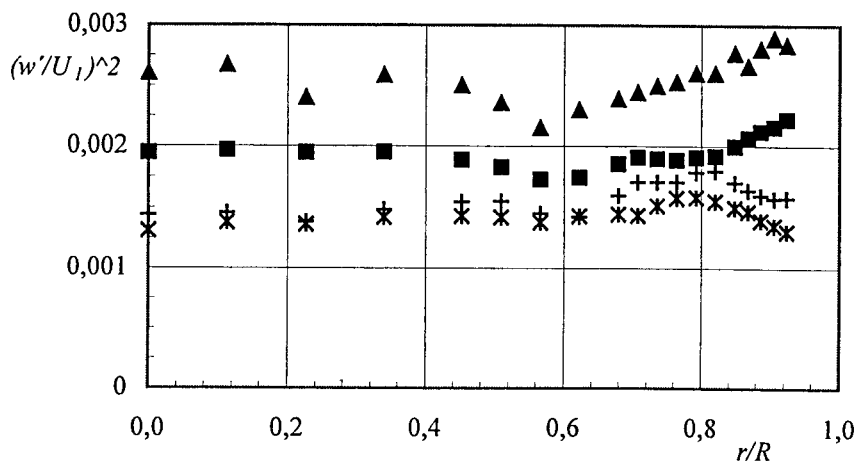


Figura E.51-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

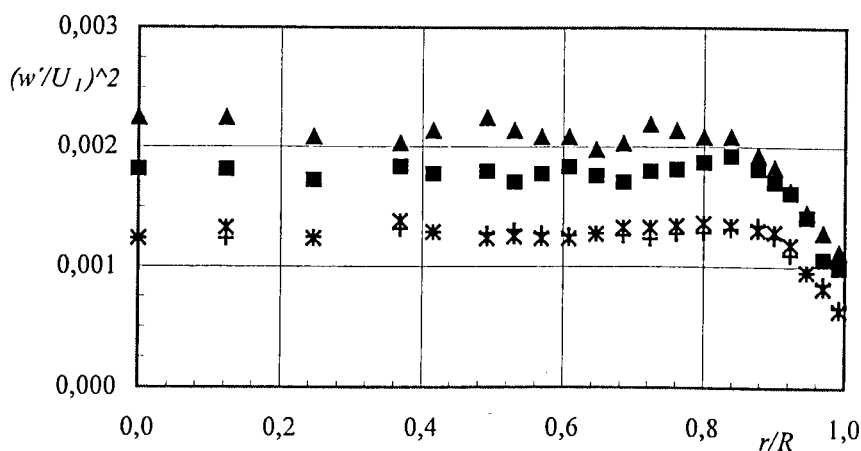


Figura E.52-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

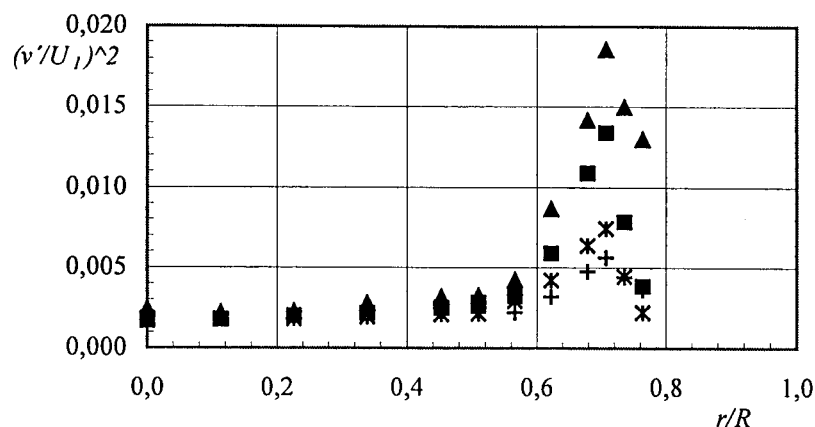


Figura E.53-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

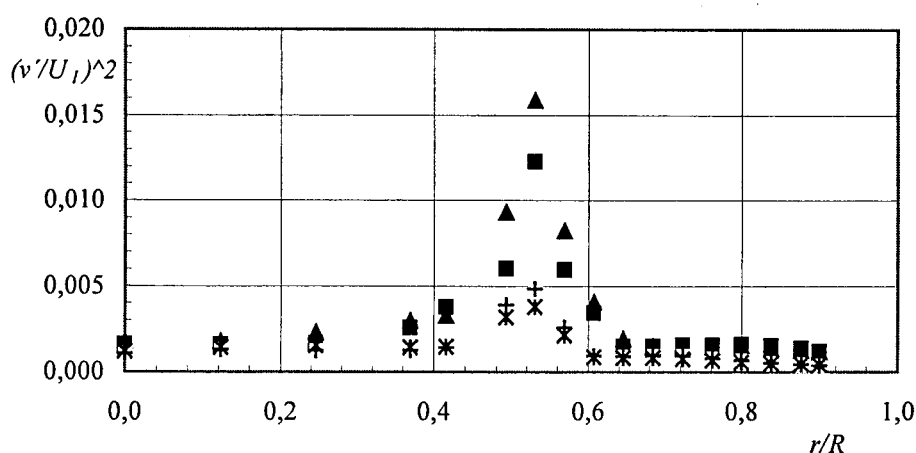


Figura E.54-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

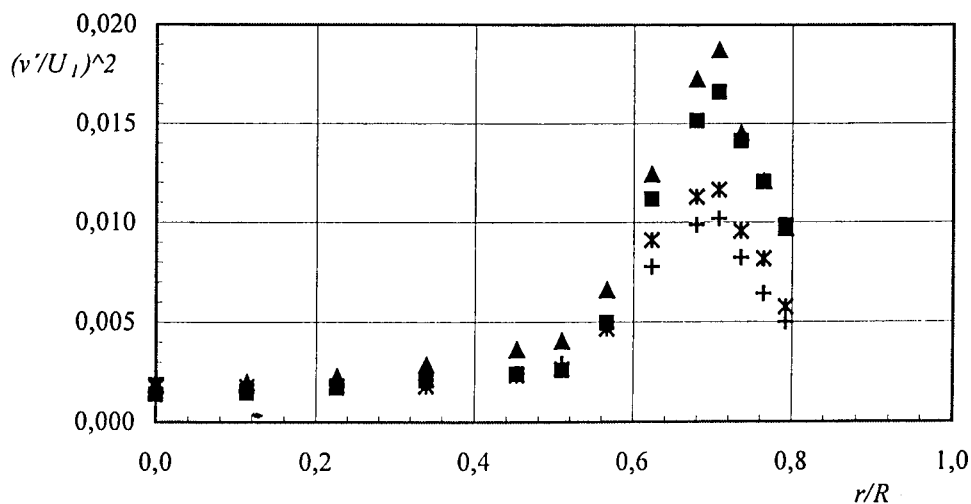


Figura E.55-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

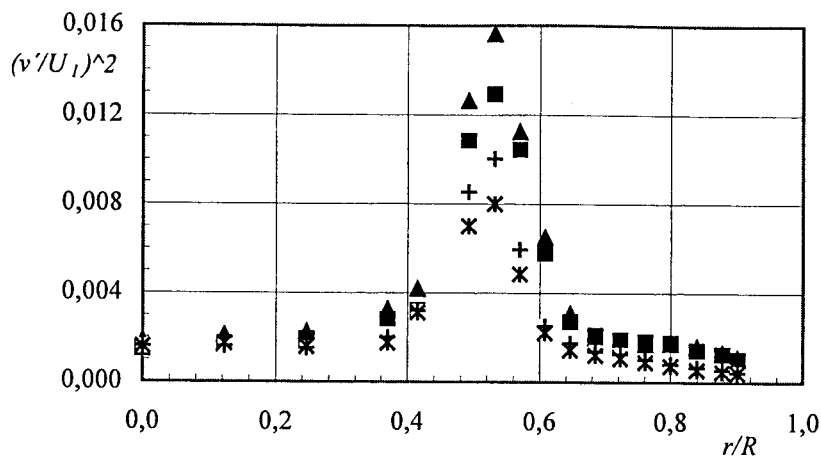


Figura E.56-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

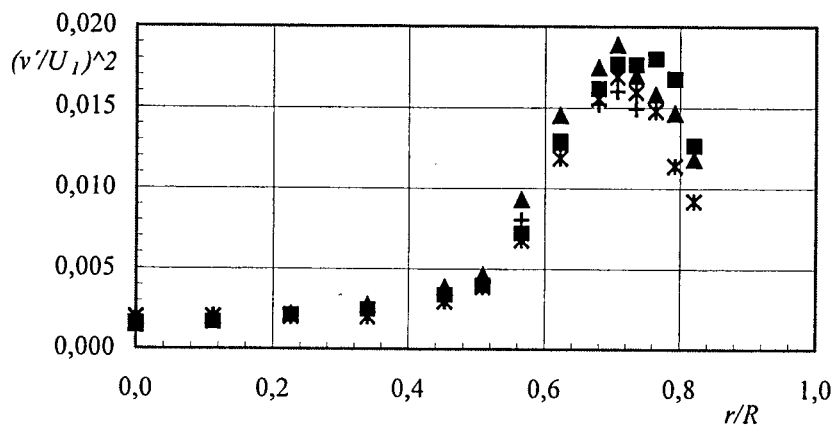


Figura E.57-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

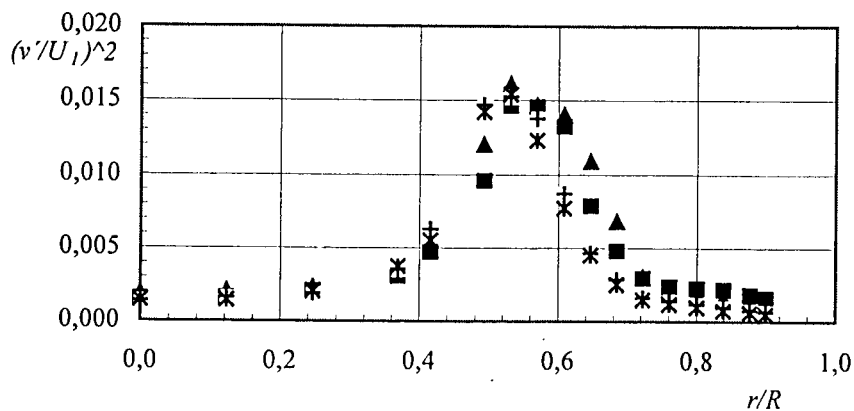


Figura E.58-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

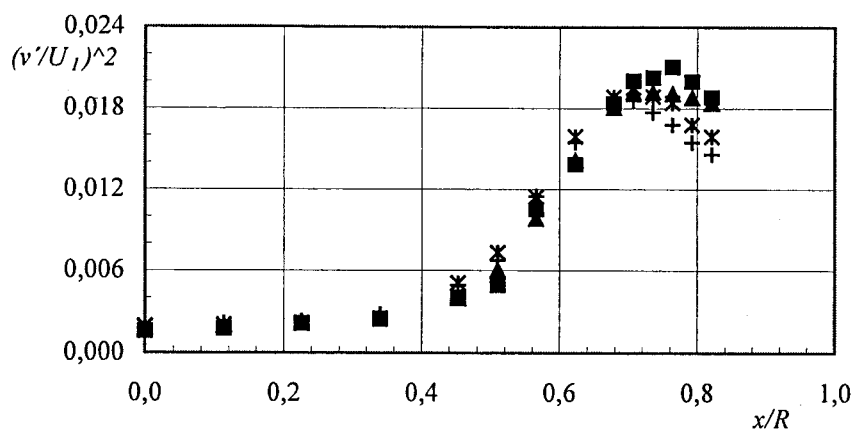


Figura E.59-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

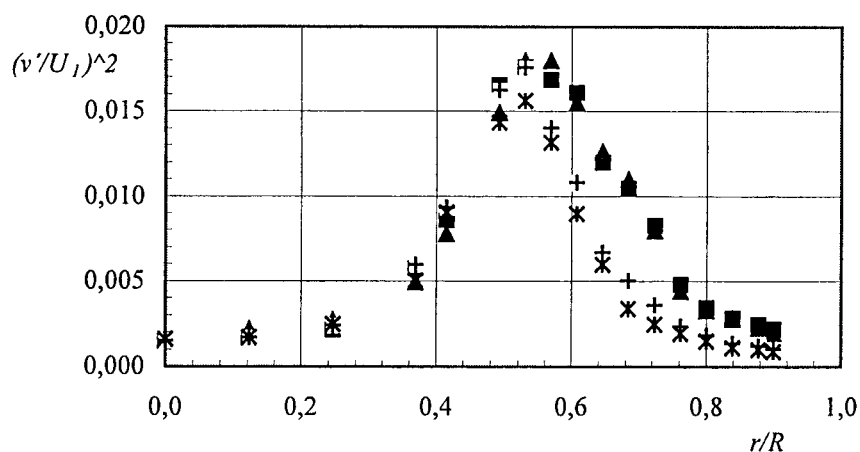


Figura E.60-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

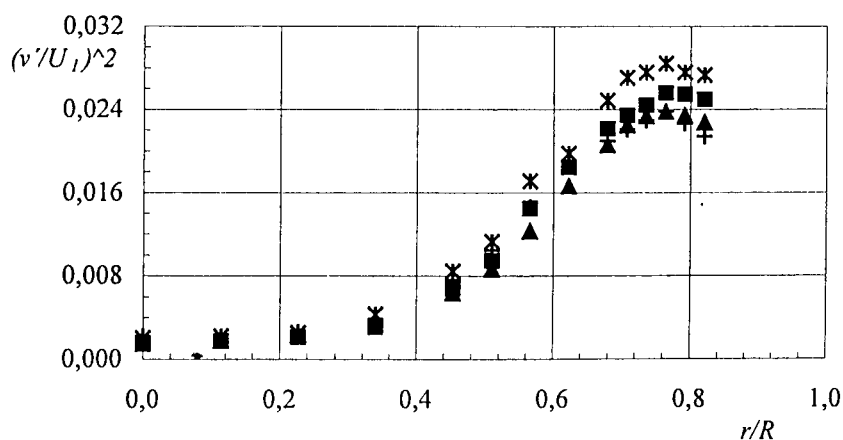


Figura E.61-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

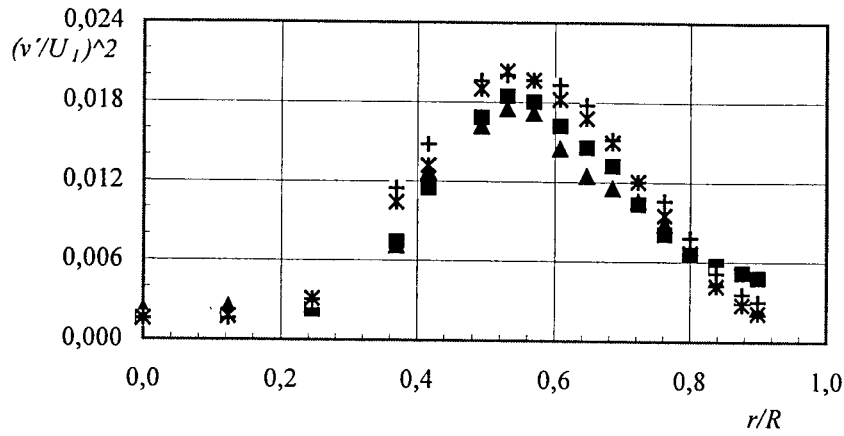


Figura E.62-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

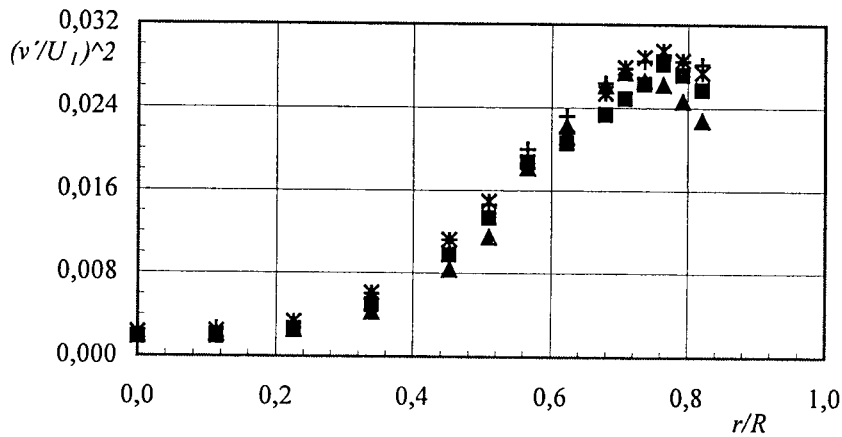


Figura E.63-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

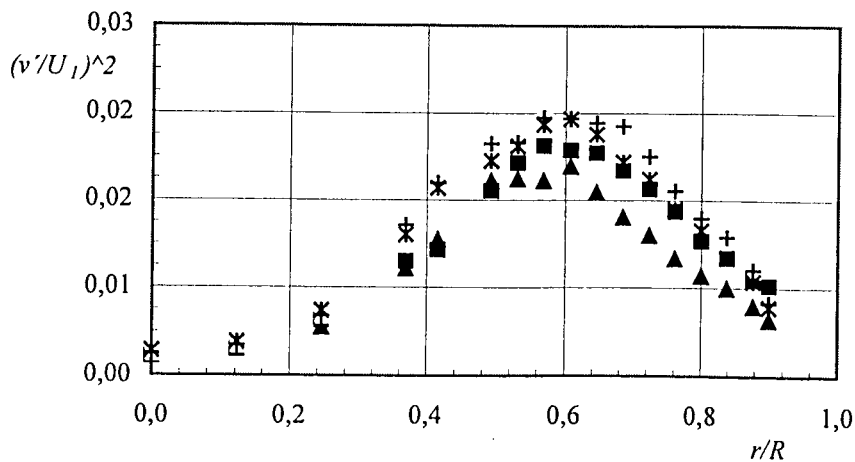


Figura E.64-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

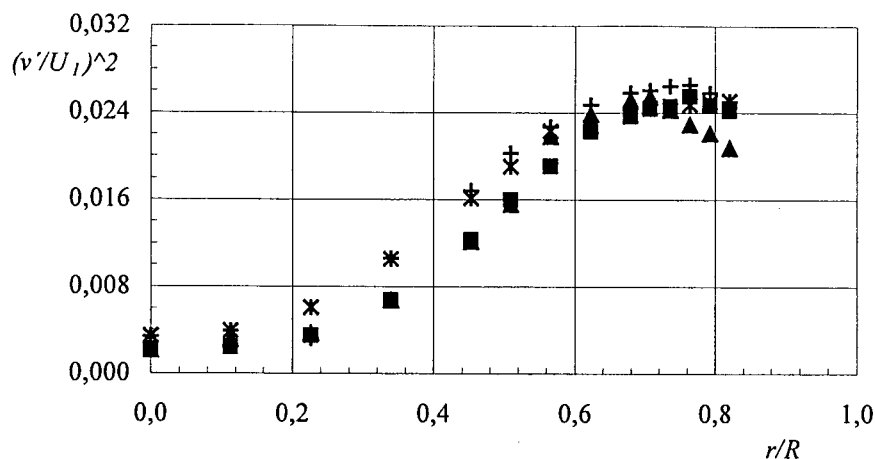


Figura E.65-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

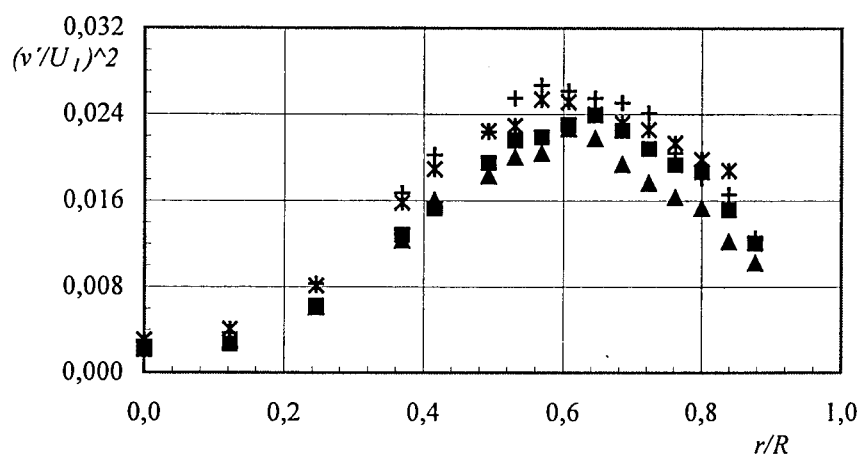


Figura E.66-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

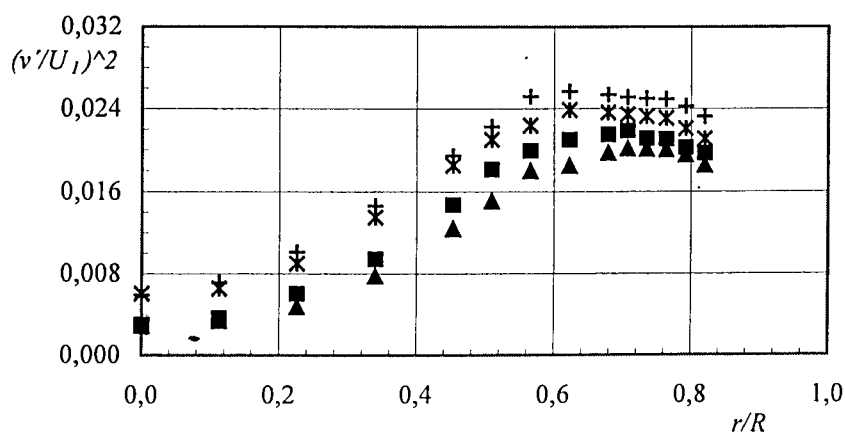


Figura E.67-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

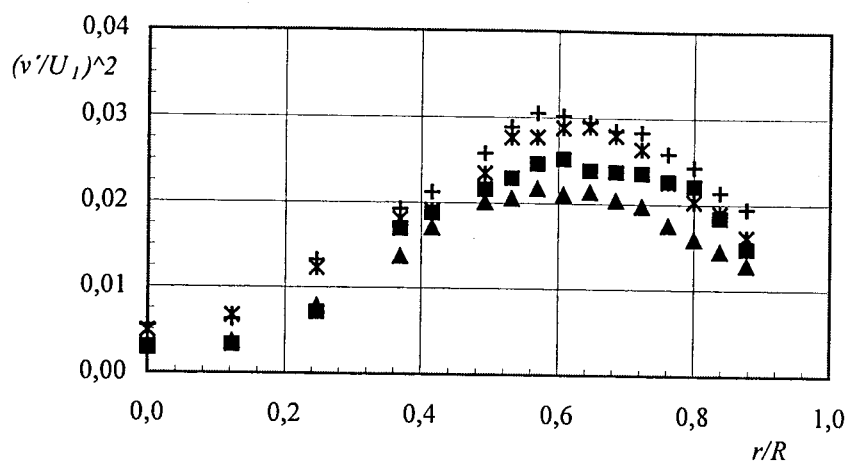


Figura E.68-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

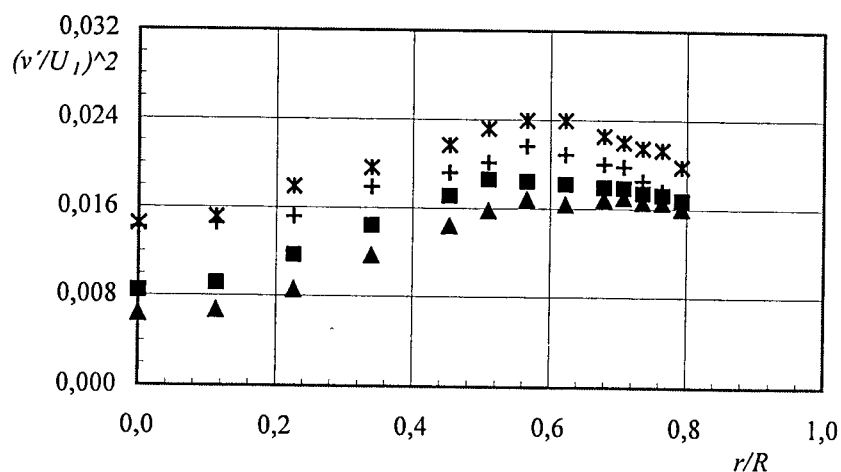


Figura E.69-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

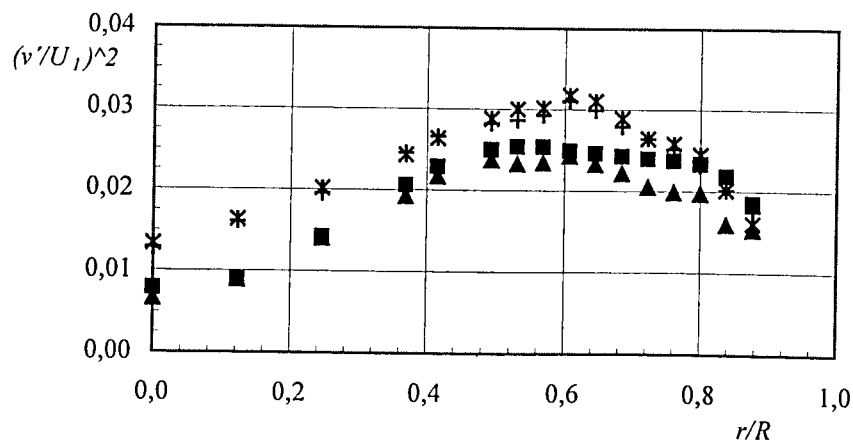


Figura E.70-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

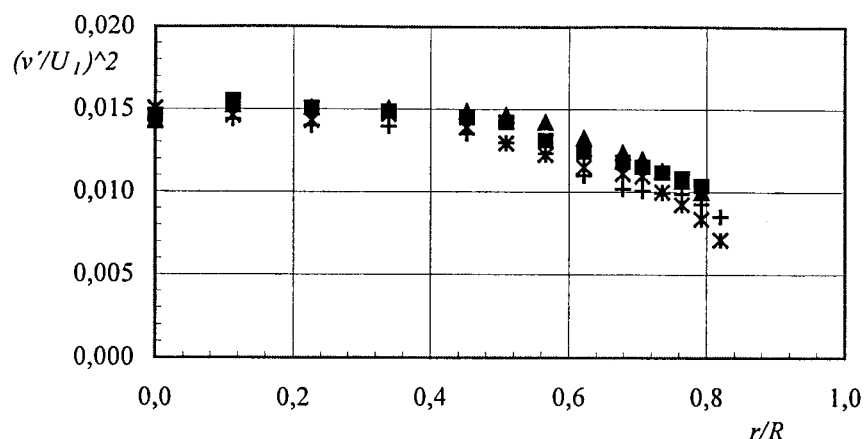


Figura E.71-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

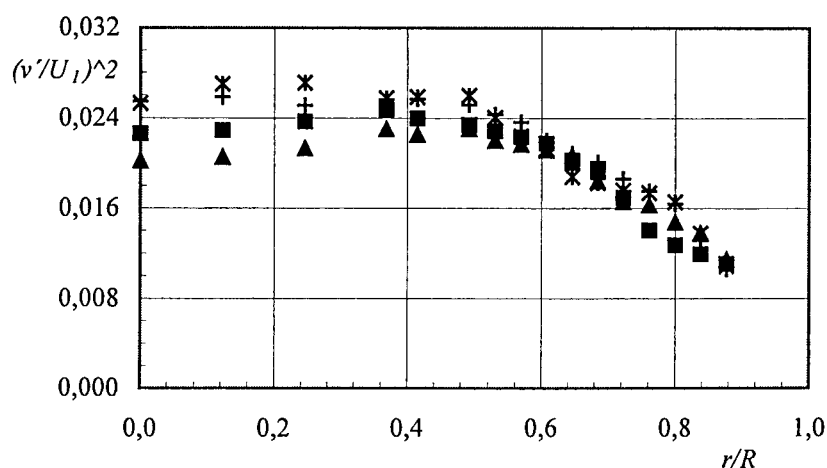


Figura E.72-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

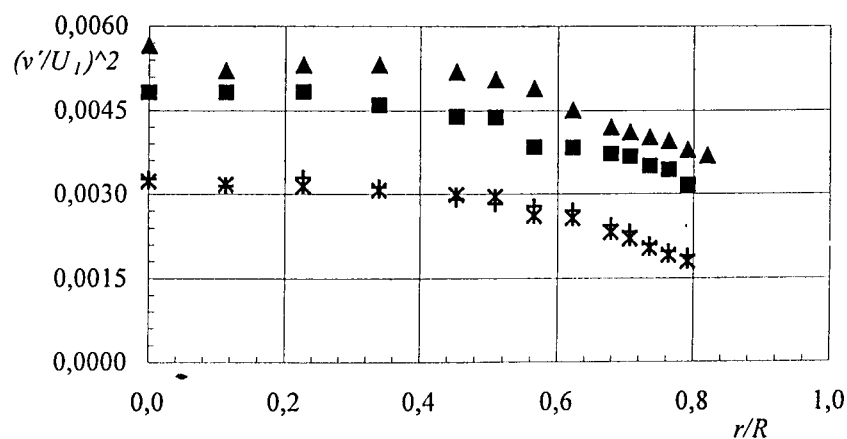


Figura E.73- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

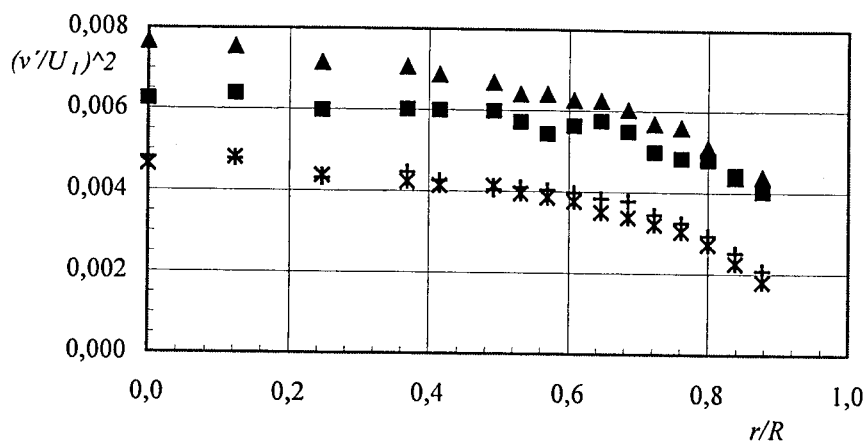


Figura E.74-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

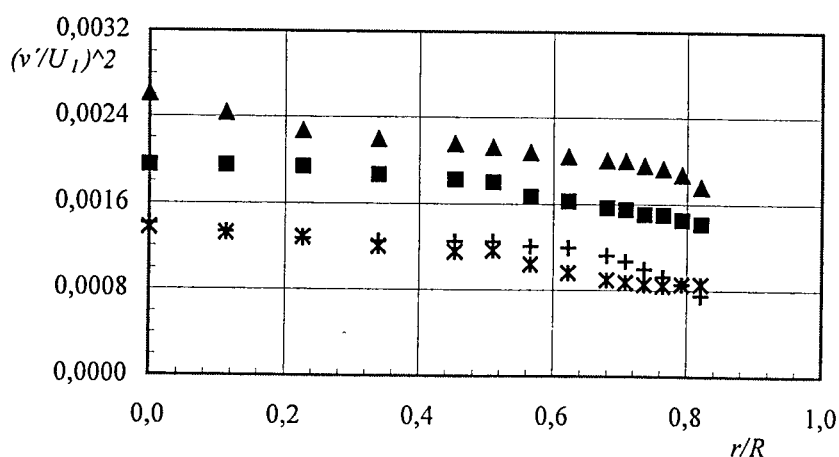


Figura E.75-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (E.1).

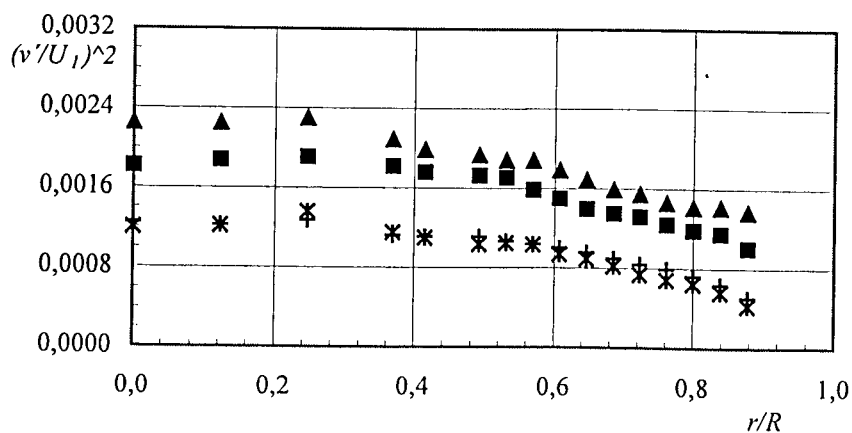


Figura E.76-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=2$). Símbolos como na figura (E.2).

APÊNDICE F

Figuras F.1 a F.2- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite.

Figuras F.3 a F.14- Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite.

Figuras F.15 a F.26- Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite.

Figuras F.27 a F.38- Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante da água e das suspensões de laponite.

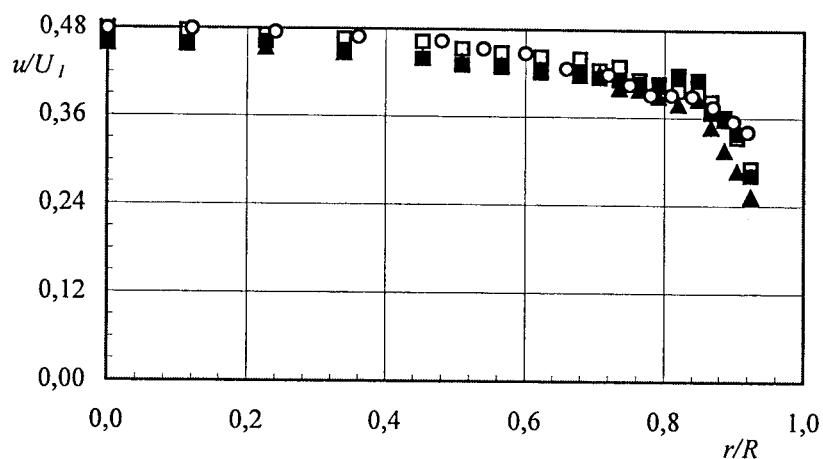


Figura F 1- Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$. Água: ■ 133.600; ▲ 50.100; 1% laponite: □ 31.400; ○ 17.800; ($RE=1,538$).

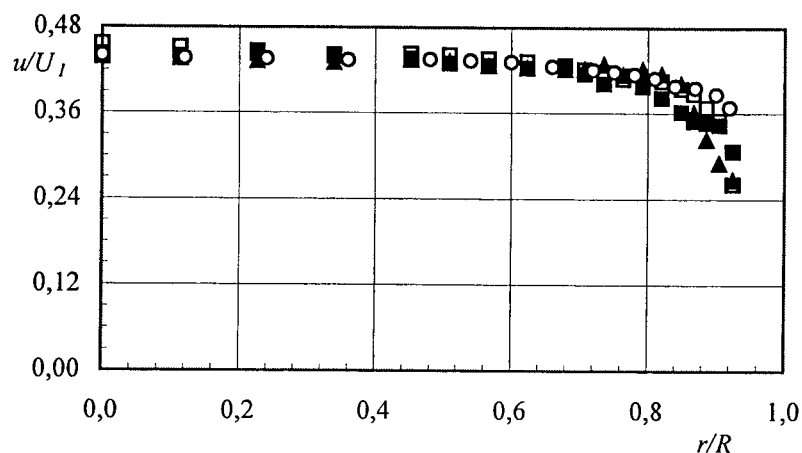


Figura F 2-Perfis radiais da velocidade média axial normalizada com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$; ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

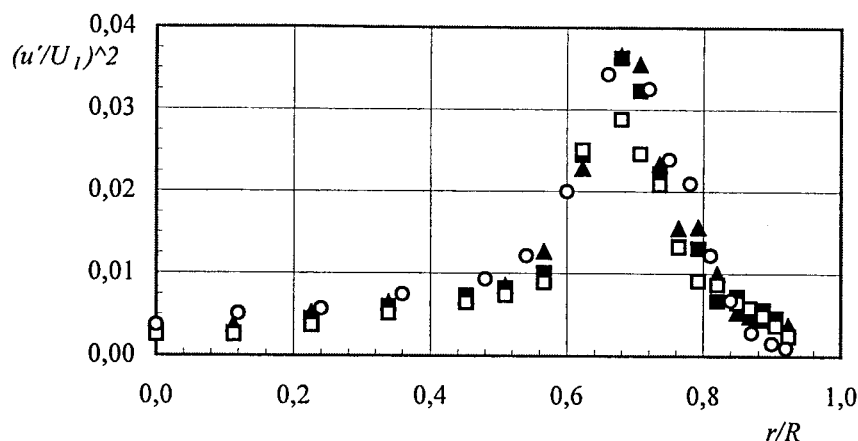


Figura F.3-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

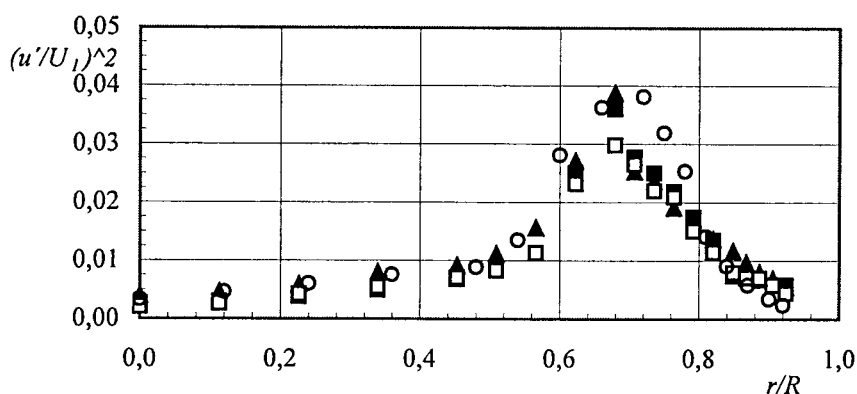


Figura F.4-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

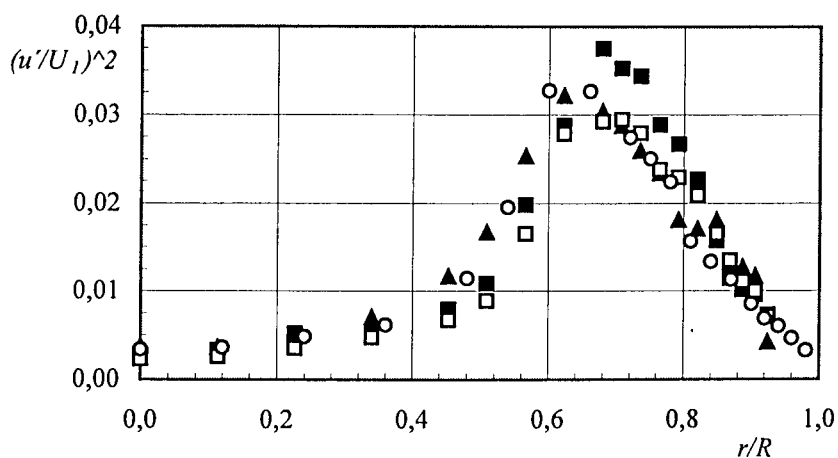


Figura F.5-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

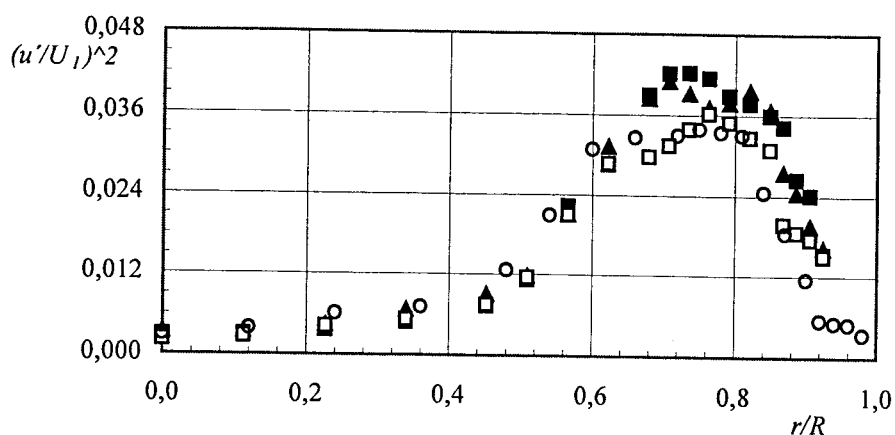


Figura F.6-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

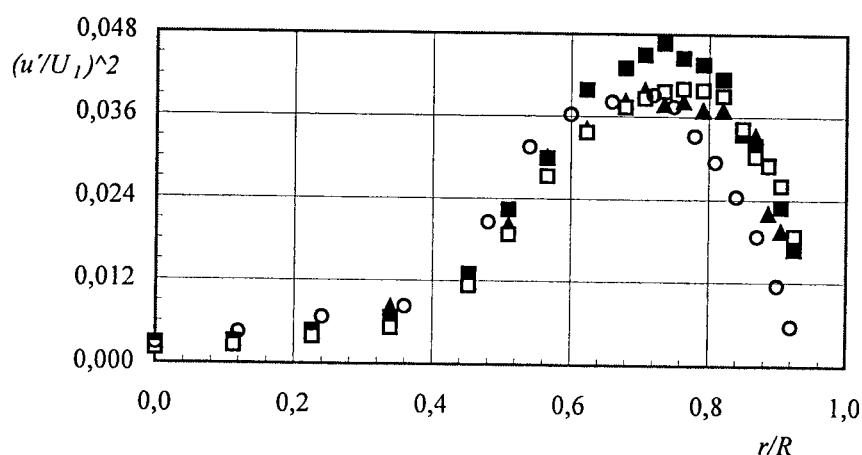


Figura F.7-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

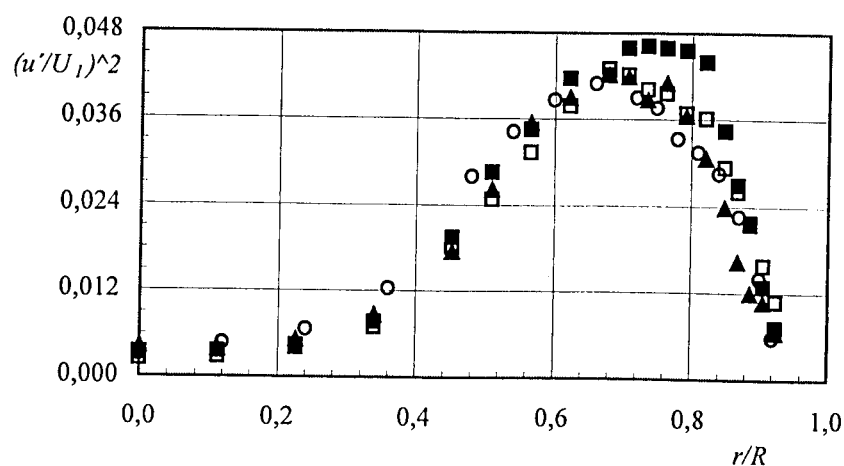


Figura F.8-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

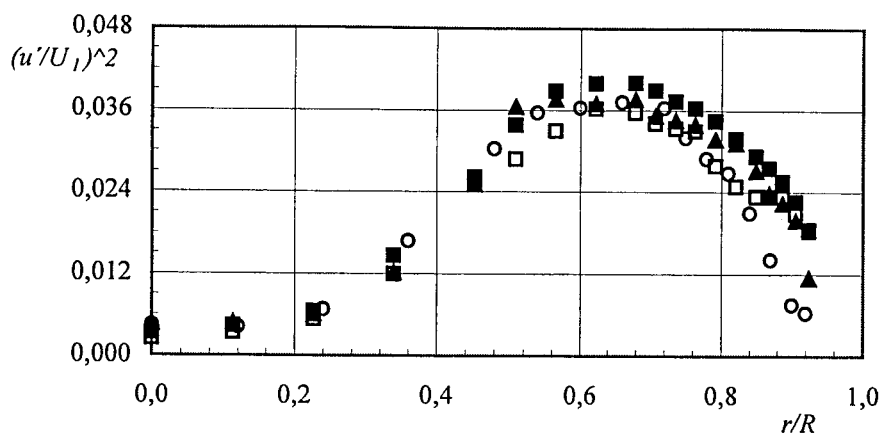


Figura F.9-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

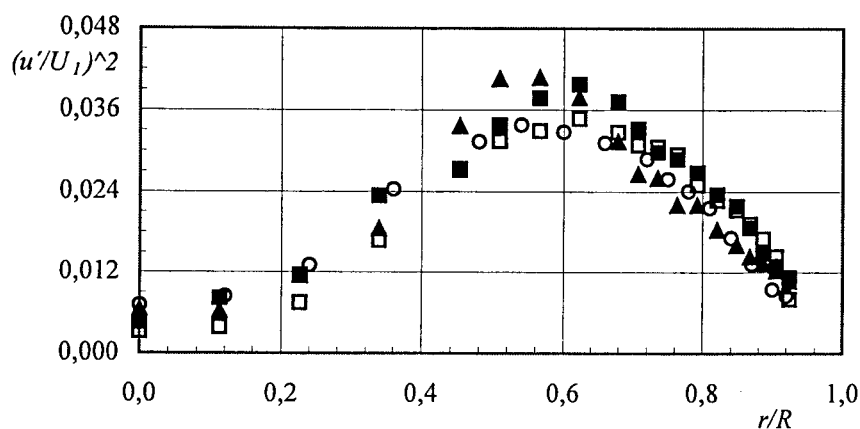


Figura F.10-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

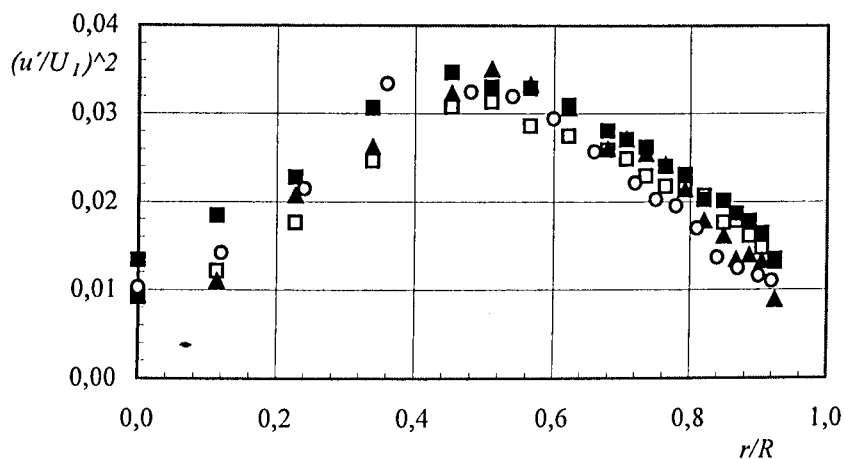


Figura F.11-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

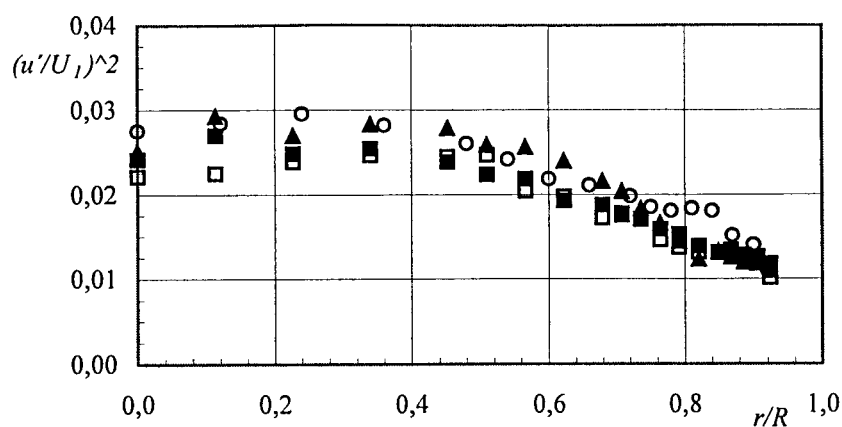


Figura F.12-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

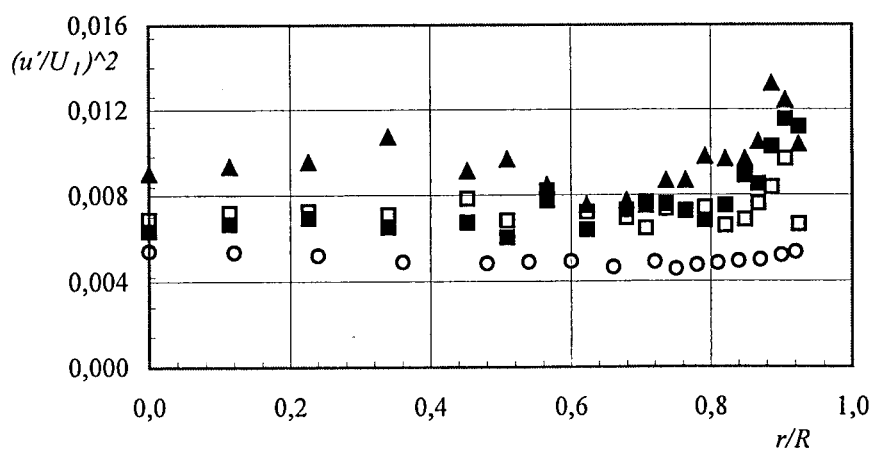


Figura F.13-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

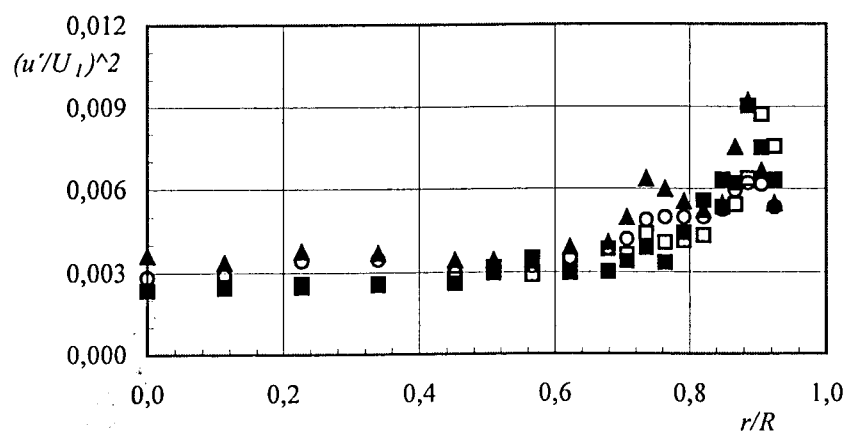


Figura F.14-Perfis radiais das tensões normais axiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

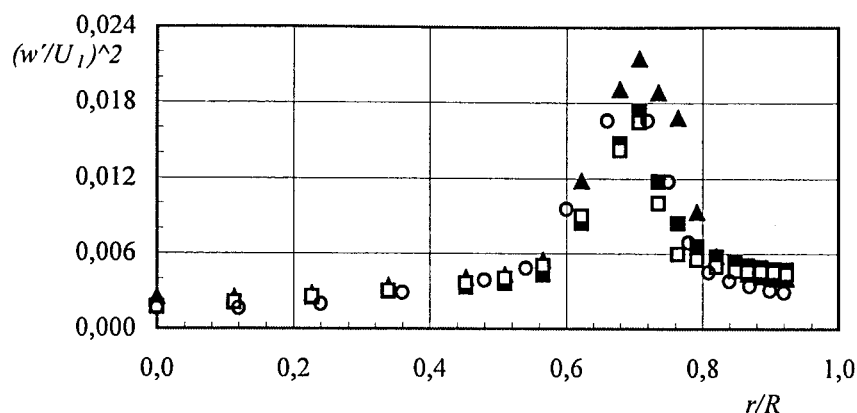


Figura F.15-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

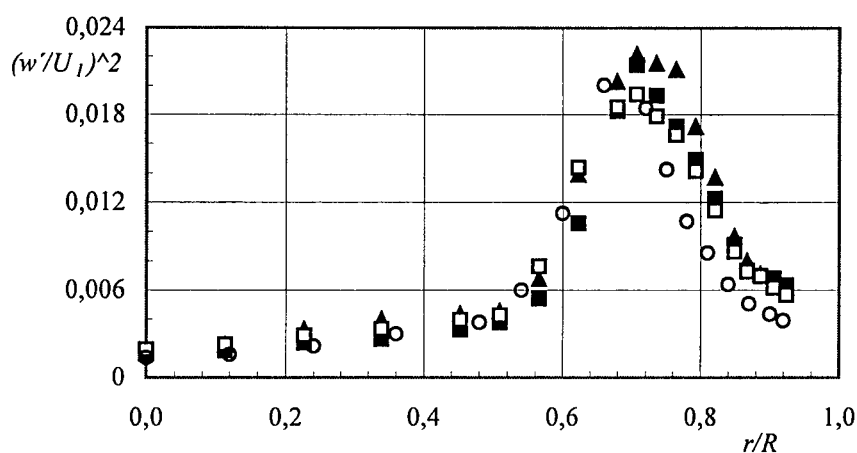


Figura F.16-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

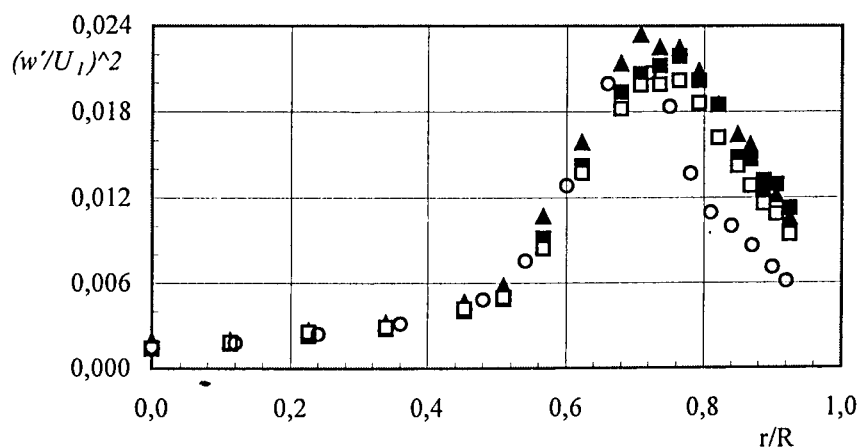


Figura F.17-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

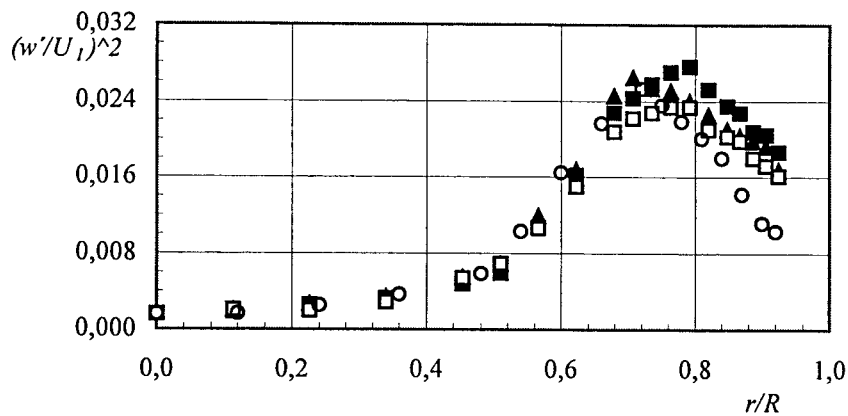


Figura F.18-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

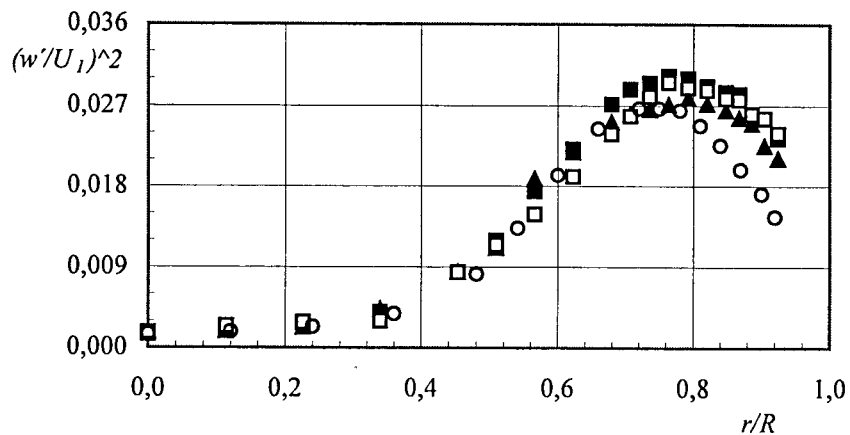


Figura F.19-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

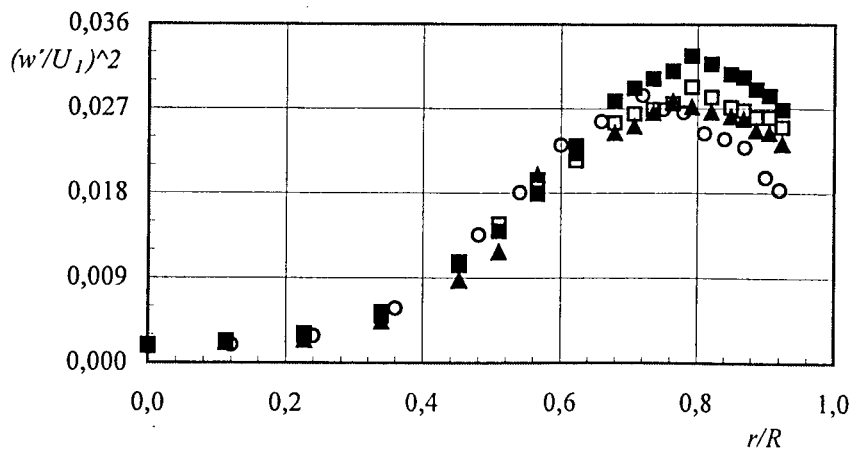


Figura F.20-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

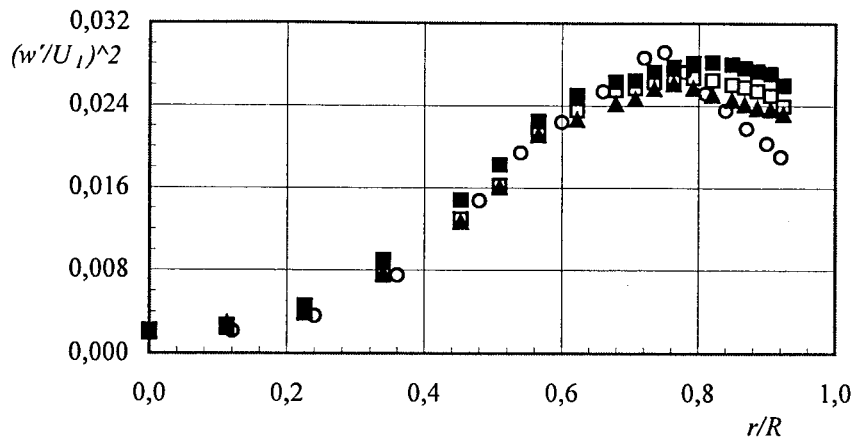


Figura F.21-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

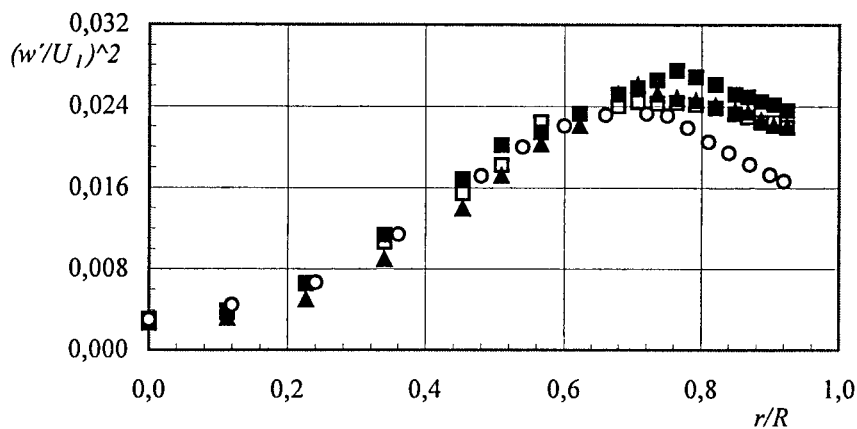


Figura F.22-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

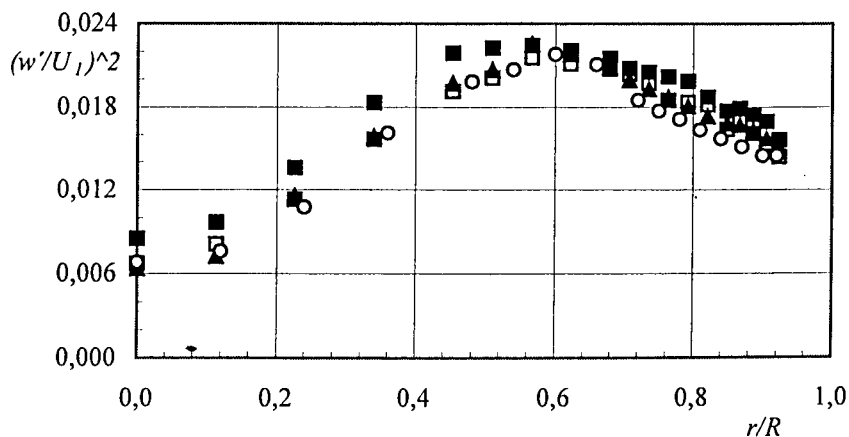


Figura F.23-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

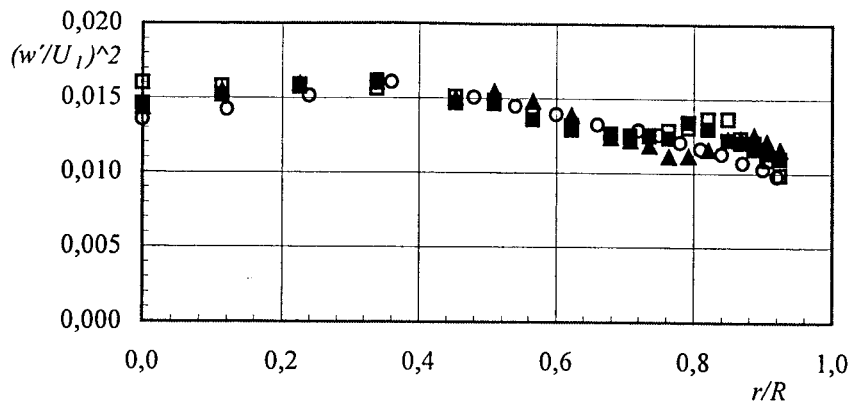


Figura F.24-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

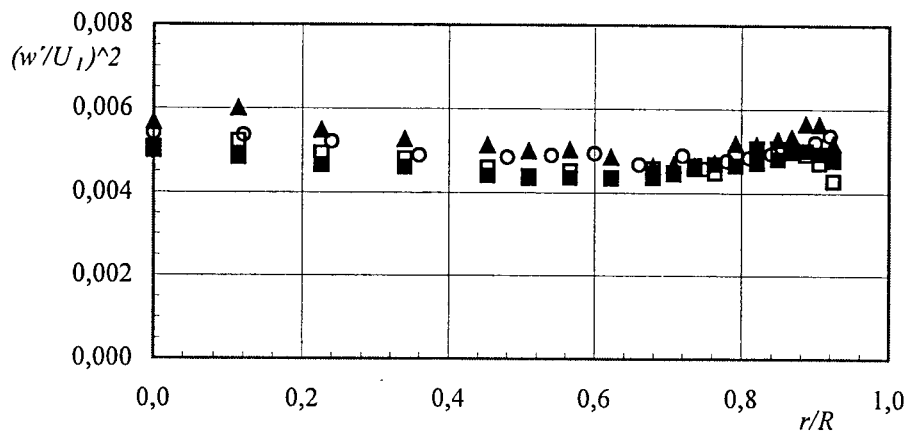


Figura F.25-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

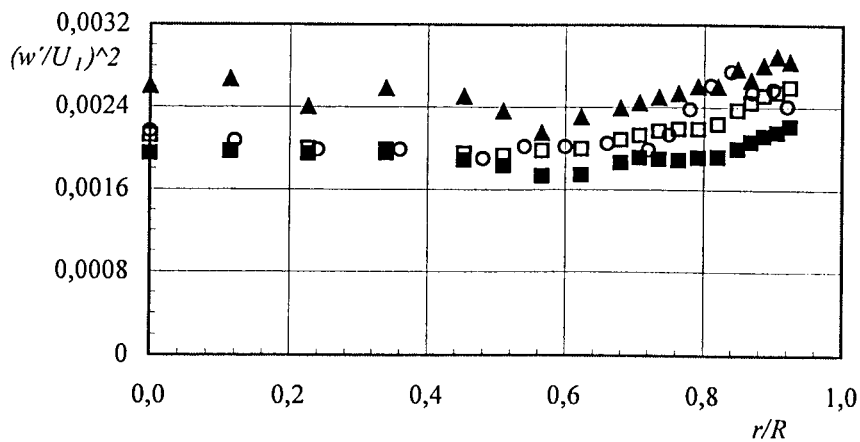


Figura F.26-Perfis radiais das tensões normais tangenciais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

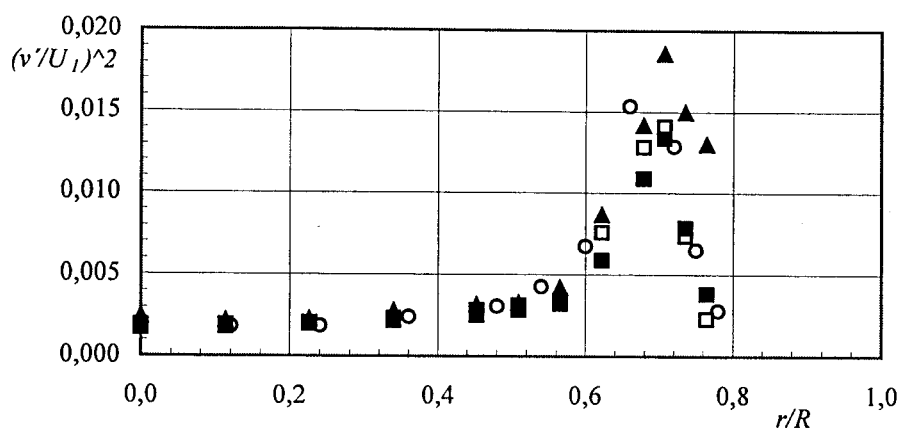


Figura F.27-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,25d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

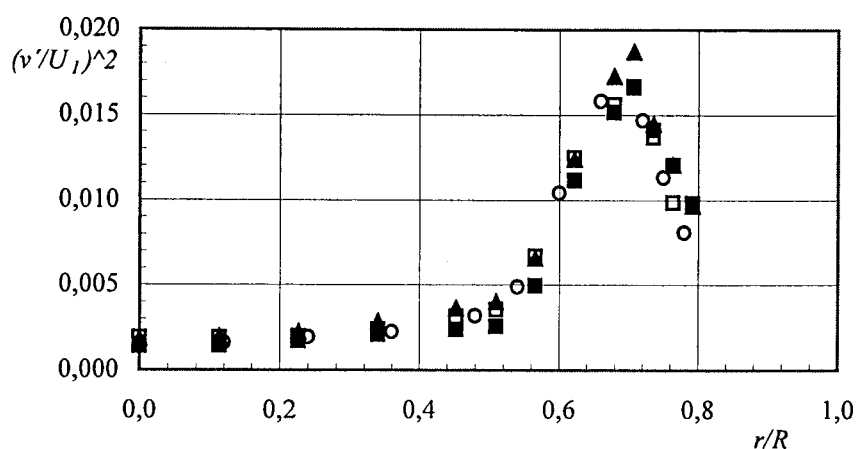


Figura F.28-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

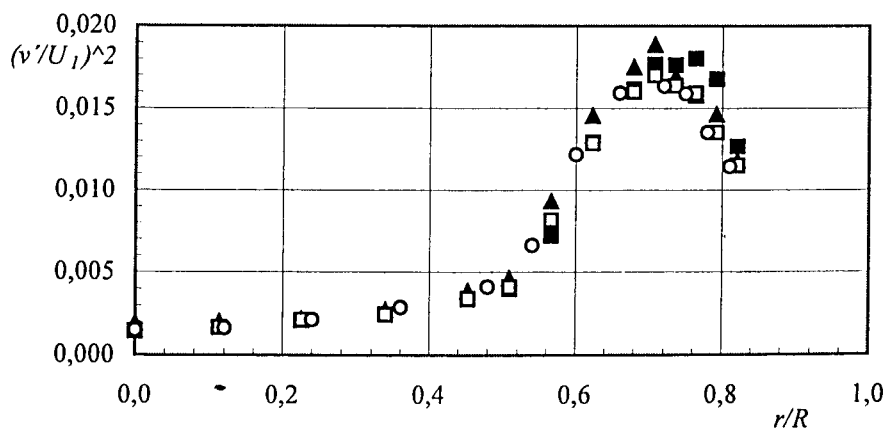


Figura F.29-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 0,75d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

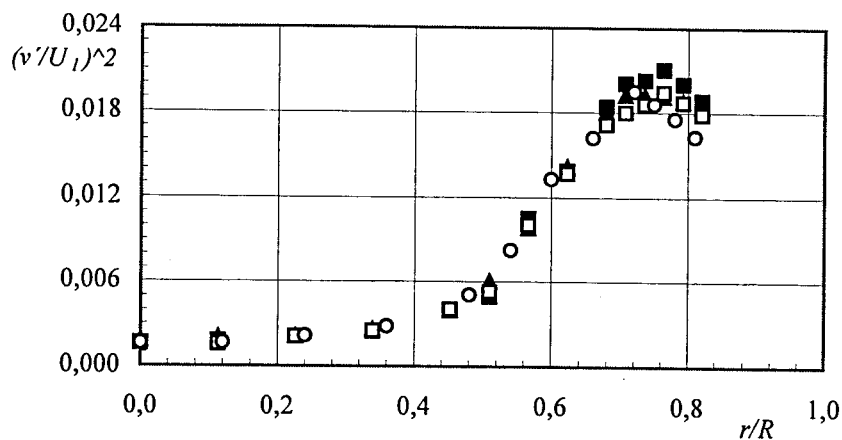


Figura F.30-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

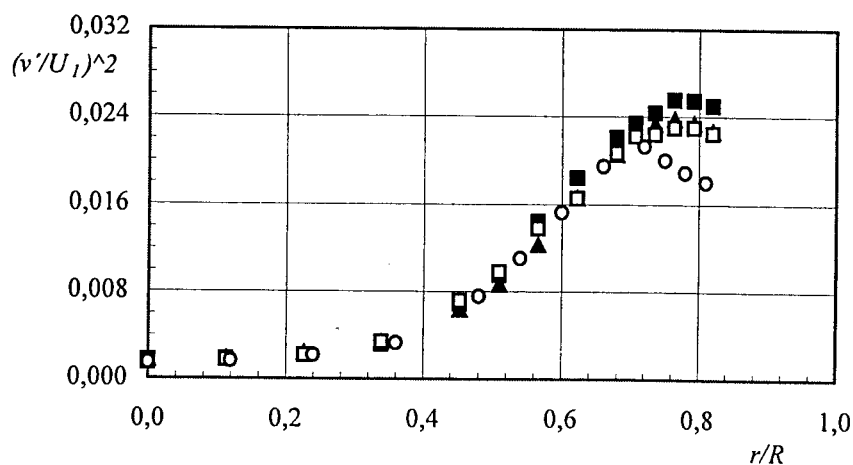


Figura F.31-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 1,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

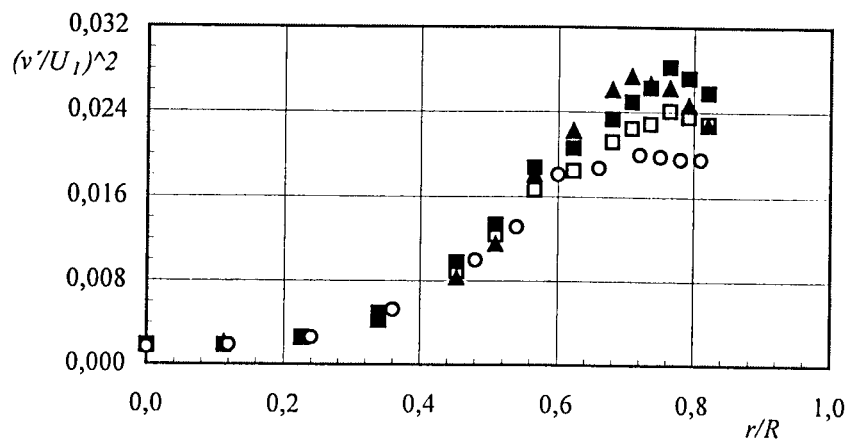


Figura F.32-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

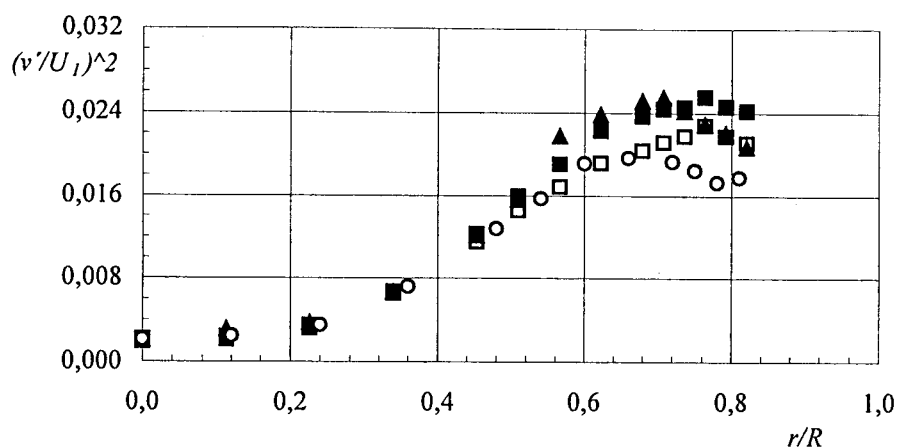


Figura F.33-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 2,5d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

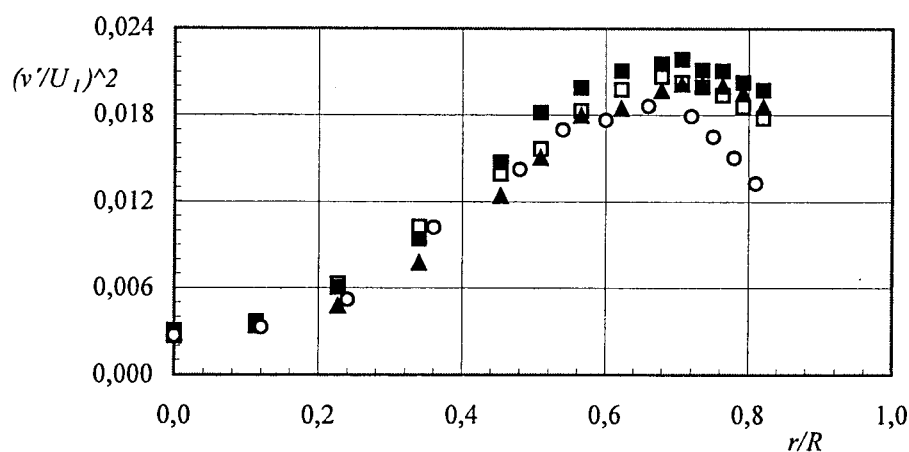


Figura F.34-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 3d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

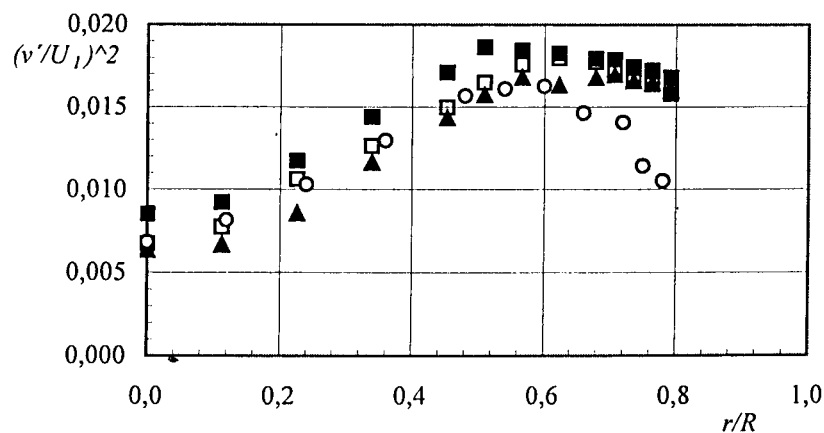


Figura F.35-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 4d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

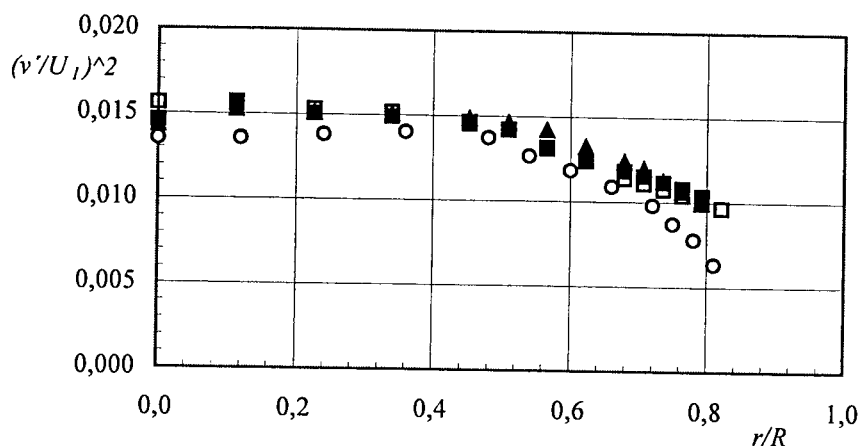


Figura F.36-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 6d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

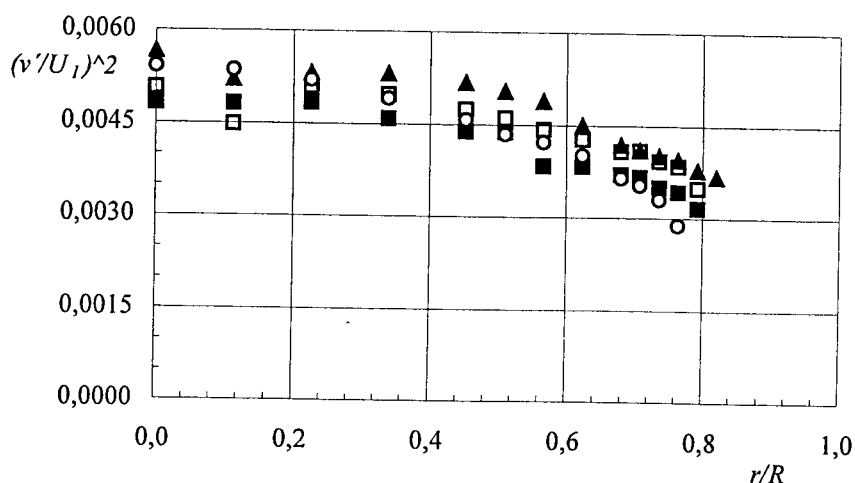


Figura F.37-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 10d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).

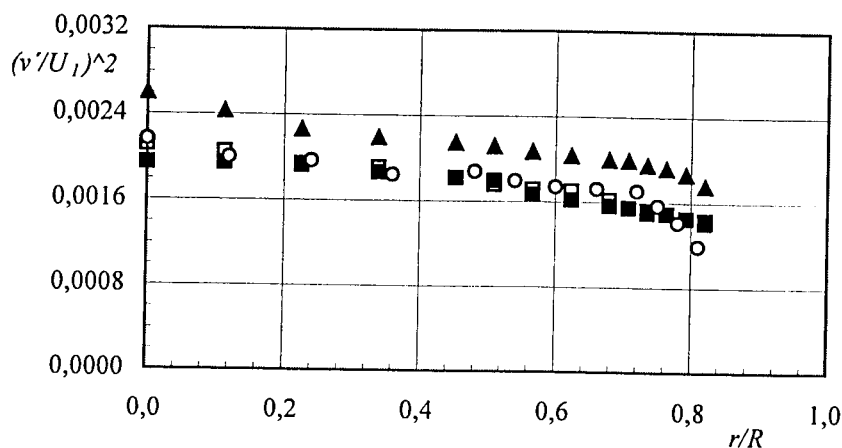


Figura F.38-Perfis radiais das tensões normais radiais normalizadas com a velocidade média do escoamento a montante, na secção $x = 14d$ ($RE=1,538$). Símbolos como na figura (F.1).



FACULDADE DE ENGENHARIA
UNIVERSIDADE DO PORTO

BIBLIOTECA



0000051692