Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto



MEDIÇÃO SIMULTÂNEA DE VELOCIDADE E CONCENTRAÇÃO ATRAVÉS DE ANEMOMETRIA LASER DOPPLER E FLUORESCÊNCIA INDUZIDA POR LASER

Maria Manuela Carvalho de Lemos Lima
(Licenciada em Engenharia Civil)

Dissertação submetida para a obtenção do grau de
Doutor em Ciências de Engenharia
pela Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Dezembro de 2000

Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto



MEDIÇÃO SIMULTÂNEA DE VELOCIDADE E CONCENTRAÇÃO ATRAVÉS DE ANEMOMETRIA LASER DOPPLER E FLUORESCÊNCIA INDUZIDA POR LASER

Maria Manuela Carvalho de Lemos Lima
(Licenciada em Engenharia Civil)

BIBLIOTECA
Nº.
CDU
Data

Dissertação submetida para a obtenção do grau de
Doutor em Ciências da Engenharia
pela Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Dezembro de 2000

53(043)/LIMm/MED
UNIVERSIDADE DO PORTO
Faculdade de Engenharia
BIBLIOTECA
N.º 56039
CDU 53(043)
Data 2016/2001

Resumo

O presente trabalho consistiu essencialmente no desenvolvimento da técnica de Fluorescência Induzida por Laser (LIF) e a sua aplicação conjuntamente com a técnica de Anemometria Laser *Doppler* (LDA), para medição simultânea de concentração e velocidade. Isto compreendeu duas fases: na primeira fase, utilizando soluções de concentração homogénea, determinaram-se os procedimentos, instrumentação e parâmetros experimentais mais adequados, e na segunda fase demonstrou-se a aplicação de LIF e LDA no estudo do escoamento de dois jactos coaxiais confinados.

De entre as configurações ópticas possíveis optou-se pela recolha de luz em *backscatter*, porque era aquela que assegurava condições de focagem idênticas entre medições. A relação linear entre a concentração de rodamina B e a intensidade de fluorescência existe para concentrações até 0.08 mg/L e potências laser inferiores a 800 mW, e em soluções homogéneas permanentemente agitadas e de baixa concentração a intensidade de fluorescência do traçador rodamina B manteve-se constante ao longo do tempo.

Devido à influência da orientação dos raios relativamente à geometria de paredes curvas, concluiu-se que as medições por LIF no tubo de vidro acrílico deviam ser efectuadas com os planos dos raios e de simetria longitudinal da secção coincidentes. Um meio ângulo de intersecção dos raios igual a 5.89° foi escolhido por permitir medições até 2 mm de distância da parede. Depois da melhoria de procedimentos experimentais e alterações no equipamento de medida, a incerteza-padrão combinada do sinal medido de concentração foi fixada entre 5.5 e 15.6 %.

O escoamento de dois jactos coaxiais confinados numa conduta foi estudado para razões entre as velocidades médias anelar e interior iguais a 0.8, 1.1, 2, 3.2 e 6.5 e números de Reynolds do escoamento da ordem de 3×10^4, baseados na velocidade média e no diâmetro interno do tubo. Estes resultados incluíram a visualização do escoamento, medições de pressão média, e as medições simultâneas de velocidade e concentração.

A mistura é mais intensa para razões de velocidades médias do escoamento anelar e do escoamento interior (U_a/U_{in}) diferentes de 1, indicando a dependência

entre a mistura e a intensidade da camada de corte entre os dois escoamentos coaxiais. O campo escalar evolui para escoamento completamente desenvolvido num tubo a uma taxa mais lenta do que o campo de velocidade.

As medições de velocidade axial e concentração efectuadas ao longo do eixo do escoamento, mantendo a razão de velocidades U_a/U_{in} igual a 3.2 e utilizando números de Reynolds 2 e 4× superiores, mostraram que algumas das características do escoamento em posições longitudinais afastadas mais do que 1 diâmetro (d_0) do jacto interior dependiam do número de Reynolds. Esta dependência, atribuída à redução das estruturas que caracterizam a camada de corte, manifestou-se no aumento da extensão do núcleo central e na diminuição da intensidade de turbulência axial máxima com o aumento do número de Reynolds.

No caso da razão de velocidades $U_a/U_{in} = 3.2$, o transporte turbulento radial de massa ocorria sempre por efeito do gradiente de concentração média, ao contrário do transporte turbulento axial de massa que ocorria em contragradiente, no caso das condições com intensidade da camada de corte ($|U_a/U_{in} - 1|$) superior a 1, numa região interior do escoamento, após o desaparecimento do núcleo central do escoamento interior.

Abstract

The present work consisted in the development of the Laser Induced Fluorescence (LIF) technique and its joint application with the technique of Laser *Doppler* Anemometry (LDA), for simultaneous measurement of concentration and velocity. This was performed in two phases: in the first phase, using solutions of homogeneous concentration, the more adequate experimental procedures, instrumentation and parameters were determined, and in the second phase the application of LIF and LDA was demonstrated in the study of two confined coaxial jets.

Among the possible optical configurations we chose light collecting in backscatter, because this ensured identical focussing conditions during the course of the measurements. The linear relationship between the concentration of rhodamine B and fluorescence intensity was found for concentrations up to 0.08 mg/L and laser power under 800 mW; in continuously stirred homogeneous solutions of small concentration the fluorescence intensity of rhodamine B remained constant with time.

Due to the influence of the beams orientation with respect to the geometry we concluded that in case of the measurements by LIF in the acrylic glass tube, the plane of the beams must be on the plane of longitudinal symmetry of the geometry. A half-beam intersection angle equal to 5.89^o was chosen, to enable measurements up to 2 mm from the wall. The combined experimental standard uncertainty of the measured concentration signal could be reduced to values between 5.5 and 15.6 %.

The flow of two coaxial confined jets inside a tube was studied for velocity ratios between the mean axial velocities of annular and internal flows equal to 0.8, 1.1, 2, 3.2 and 6.5 and Reynolds numbers in the order of 3×10^4, based on bulk velocity and inner diameter of the tube. These results included flow visualization, mean pressure measurements, and the simultaneous measurements of velocity and concentration.

It was found that the mixture was more intense for ratios between the mean velocities of annular and inner flows (U_a/U_{in}) different from 1, showing the de-

pendence between mixture and the intensity of the shear layer between the two coaxial flows. The scalar field evolves to a fully developed flow inside a pipe at a lower rate than the velocity field.

Measurements of axial velocities and concentration made in the flow centreline, for a constant velocity ratio (U_a/U_{in}) of 3.2 and using Reynolds numbers 2 and 4× higger, showed that some of the flow characteristics for longitudinal locations at more than one diameter (d_0) downstream of the inner jet depended on the Reynolds number. This dependence, attributed to the smaller structures of the shear layer, was obvious in the increase of the inner central core extension and in the lower maximum axial turbulence intensity, observed for higher Reynolds numbers.

In case of $U_a/U_{in} = 3.2$, axial turbulent mass transport occurred always due to the mean concentration gradient, opposite to countergradient mass transport observed in the conditions with shear intensity ($|U_a/U_{in} - 1|$) above 1, in an interior region of the flow, after the disappearance of the inner core.

Résumé

Ce travail a consisté dans le developement de la technique de la Fluorescence Induite par Laser (LIF) et dans l'application de cette téchnique en conjugation avec la téchnique d'Anémometrie Laser *Doppler* (LDA), pour le mesurage en concomitance de la concentration et de la velocité. Cela a compris deux périodes: dans la première période, avec des solutions de concentration homogène, ont a determiné les procédés, l'instrumentation et les paramètres experimentaux les plus convenables; dans la seconde on a démonstré l'application de LIF et de LDA dans l'étude de l'écoulement de deux jets coaxiaux confinés.

Parmi les configurations optiques possibles, on a choisi celle de la récolte de lumière en *backscatter*, car elle assurait des conditions de focalisation identiques entre mesurages. Le rapport linéaire entre la concentration de rhodamine B et l'intensité de la fluorescence existe pour des concentrations jusque 0.08 mg/L et pour des puissances laser inférieures à 800 mW. Dans les solutions homogènes qui étaient agitées et qui présentaient une basse concentration, l'intensité de fluorescence du traçoir rhodamine B s'est toujours maintenue invariable.

Vu l'influence de l'orientation des faisceaux laser par rapport à la géométrie des murs courbes, on peut conclure que les mesurages qui ont été faits à travers la technique LIF dans le tuyau en verre acrylique devaient être réalisés avec les plans des rayons et de symétrie longitudinale de la section coincidents. Un demi angle d'intersection des faisceaux égal à 5.89^o a été choisi, car il permettait des mesurages jusque 2 mm d'écart par rapport au mur. Après l'amélioration des procédés expérimentaux et aprés les changements dans le matériel de mesurage, l'incertitude-modèle combinée au signe de concentration mesuré a été établie entre 5.5 et 15.6 %.

L'écoulement de deux jets coaxiaux confinés dans une conduite a été étudié pour les quotients entre les vitesses moyennes annulaire et intérieure égales à 0.8, 1.1, 2, 3.2 et 6.5 et les numéros de Reynolds de l'écoulement de l'ordre de 3×10^4, basés sur la vitesse moyenne et le diamètre interieur du tuyau. Ces résultats ont inclu la visualisation de l'écoulement, les mesurages de la pression moyenne et les mesurages simultanés de vitesse et de concentration.

Le mélange est plus intense au niveau des quotients de vitesses moyennes de l'écoulement annulaire et de l'écoulement intérieur (U_a/U_{in}) différents de 1, ce qui indique la dépendance entre le mélange et l'intensité de la couche de coupure entre les deux écoulements coaxiaux. Le champ scalaire évolue vers l'écoulement complètement développé dans un tuyau à une valeur plus lente que le champ de vitesse.

Les mesurages de vitesse axiale et de concentration réalisés tout au long de l'axe de l'écoulement – en gardant le quotient de vitesses (U_a/U_{in}) égal à 3.2, et en employant des numéros de Reynolds 2 et 4× supérieures – ont montré que quelques caractéristiques de l'écoulement en positions longitudinales écartées plus d'un diamètre (d_0) du jet intérieur dépendaient du numéro de Reynolds. Cette dépendance, qui est attribuée à la reduction des structures que caractérisent la couche de coupure, s'est manifestée à travers l'augmentation de l'extention du noyau central et à travers la décroissance de l'intensité de turbulence axiale la plus grande avec l'augmentation du numéro de Reynolds.

En ce qui concerne le quotient de vitesses $U_a/U_{in} = 3.2$, le transport turbulent radial de masse arrivait toujours par l'effet du gradient de concentration moyenne. Par contre le transport turbulent axiale de masse arrivait en contre-gradient. Cela ce passait quand l'intensité de la couche de coupure ($|U_a/U_{in} - 1|$) était supérieure à 1, dans une région interieure de l'écoulemnt et aprés la disparition du noyau central de l'écoulement intérieur.

Agradecimentos

Agradeço ao Professor José Laginha Palma pela orientação prestada ao longo de todo este tempo. Reconheço com apreço os seus ensinamentos, a sua total disponibilidade e ainda a paciência e compreensão que sempre me demonstrou.

Este trabalho foi realizado no Laboratório de Hidráulica do Departamento de Engenharia Civil da FEUP a quem agradeço todas as condições e equipamentos disponibilizados. Em especial, agradeço ao Sr. Jerónimo Sousa, técnico desse Laboratório, pela sua preciosa e constante ajuda.

Agradeço à Doutora Fernanda Proença pelo seu assumido interesse e incentivo durante as diversas fases deste trabalho. Agradeço ao meu colega Norberto Silva pela ajuda em efectuar as medições do capítulo 4. Agradeço ainda ao Professor Diamantino Freitas pela análise das interferências eléctricas verificadas durante as medições e à Professora Alexandra Pinto pelas facilidades concedidas na utilização de uma balança analítica, crucial para a preparação das soluções de rodamina B.

Este trabalho teve início em Outubro de 1992, inserido no projecto de investigação PEAM/C/APR/132/91, financiado pela JNICT e Ministério do Âmbiente. Durante 4 anos beneficiei das bolsas de doutoramento BD/2033/92/RN e BD/5623/95, no âmbito dos Programas CIÊNCIA e PRAXIS XXI. Após este período sou assistente estagiária do Departamento de Engenharia Civil da Universidade do Minho, a quem agradeço a possibilidade que me concederam de concluir os trabalhos agora apresentados.

Por fim expresso aqui o meu agradecimento à minha família. Ao João e ao Jorge, que tantas vezes abdicaram da minha presença e companhia, e aos meus pais, sem cuja cooperação a escrita desta tese nunca teria sido possível.

À minha irmã Fátima

Índice

Resumo i

Abstract iii

Résumé v

Agradecimentos vii

Nomenclatura xxiii

1 Introdução 1

1.1 Objectivos e enquadramento da tese 1

1.2 Princípios fundamentais da LIF 3

1.2.1 Noção de fluorescência 4

1.2.2 Aplicação da fluorescência induzida por laser no âmbito da Mecânica dos Fluidos 9

1.2.3 A conjugação das técnicas de anemometria laser *Doppler* (LDA) e fluorescência induzida por laser (LIF) 10

1.2.4 Características do sinal de fluorescência 13

1.3 Estrutura do escoamento de jactos coaxiais 17

1.4 Revisão bibliográfica breve 20

1.4.1 Técnicas experimentais de medição de concentração 20

1.4.2 Escoamento de jactos coaxiais 31

1.5 Conteúdo da tese 34

2 Medição de Concentração em Soluções Homogéneas numa Caixa de Vidro 37

2.1 Introdução 37

2.2 Método experimental 38

2.2.1 Instalação 38

2.2.2 Equipamento de medida 38

2.2.3 Preparação das soluções 44

2.2.4 Incerteza experimental 46

2.3 Resultados e discussão 58

2.3.1 Avaliação dos parâmetros electrónicos 58
2.3.2 Avaliação dos parâmetros ópticos 62
2.3.3 Repetibilidade 70
2.3.4 Propriedades fluorescentes das soluções de rodamina B . . 74
2.4 Conclusões 79

3 Medição Simultânea de Velocidade e Concentração em Soluções Homogéneas num Tubo de Vidro Acrílico 81
3.1 Introdução 81
3.2 Método experimental 82
3.2.1 Instalação 82
3.2.2 Equipamento de medida 84
3.2.3 Preparação das soluções 89
3.2.4 Incerteza experimental 90
3.3 Estudo do sinal de fluorescência 96
3.3.1 Avaliação da corrente negra 96
3.3.2 Avaliação do nível zero 97
3.3.3 Influência da aquisição condicionada por velocidade 98
3.3.4 Influência do ângulo de intersecção dos raios 98
3.3.5 Influência da geometria da secção de teste 100
3.4 Avaliação do desempenho do sistema de injecção 104
3.4.1 Estabilidade 104
3.4.2 Repetibilidade 108
3.4.3 Resolução 111
3.5 Caracterização das propriedades das soluções de rodamina B . . . 113
3.5.1 Influência da potência laser e da concentração 113
3.5.2 Medição simultânea de velocidade e concentração. Influência do percurso óptico 114
3.5.3 Degradação das propriedades fluorescentes da rodamina B 117
3.6 Conclusões 121

4 Medição Simultânea de Velocidade e Concentração em Jactos Coaxiais Confinados 123
4.1 Introdução 123
4.2 Configuração experimental 124
4.2.1 Instalação experimental 124
4.2.2 Equipamento de medida 127
4.3 Condições experimentais 131
4.3.1 Condições do escoamento 131
4.3.2 Processamento dos sinais de velocidade e de concentração . 133
4.3.3 Incerteza experimental 134
4.4 Visualização do escoamento 136
4.5 Distribuição de pressão 143

4.6 Dependência do número de Reynolds 146
4.7 Evolução do escoamento ao longo do eixo 149
4.8 Campo médio 154
4.8.1 Velocidade 154
4.8.2 Concentração 164
4.9 Campo turbulento 173
4.9.1 Velocidade 174
4.9.2 Concentração 180
4.10 Campo de transporte turbulento de massa 182
4.10.1 Evolução ao longo do eixo do transporte turbulento axial . 188
4.10.2 Transporte turbulento axial 189
4.10.3 Transporte turbulento radial 195
4.11 Momentos estatísticos de 3ª e 4ª ordem 197
4.12 Conclusões 197

5 Conclusões **203**
5.1 Conclusões 203
5.2 Sugestões para trabalho futuro 206

A Incerteza da medição de velocidade por LDA **207**

B Conservação de massa no escoamento de jactos coaxiais **209**

Bibliografia **211**

Lista de Figuras

1.1 Diagrama de Jablonski 5
1.2 Espectros de absorção e de fluorescência da rodamina B 6
1.3 Regiões de um escoamento de jactos coaxiais confinados 18

2.1 Esquema da instalação experimental para medição de concentração por LIF 39
2.2 Variação temporal da voltagem do sinal de corrente negra para uma pré-amplificação de -1500 V 59
2.3 Sinal de fluorescência em função da voltagem de pré-amplificação fornecida ao fotomultiplicador 60
2.4 Intensidade da luz laser em função do tempo 62
2.5 Influência da posição de recolha de luz fluorescente na tensão do sinal 63
2.6 Influência da focagem na tensão do sinal recolhido em *forward-scatter* 65
2.7 Influência da focagem na tensão do sinal recolhido em *backscatter* 67
2.8 Influência do alinhamento na tensão do sinal recolhido em *backscatter* 68
2.9 Influência da focagem do *beam waist* no volume de controlo 69
2.10 Sinal de fluorescência em soluções de concentração variável, preparadas por adição de água 71
2.11 Sinal de fluorescência em soluções de concentração variável, preparadas por adição de solução-base 72
2.12 Sinal de fluorescência utilizando soluções diferentes na caixa de vidro 73
2.13 Sinal de fluorescência utilizando a mesma solução na caixa de vidro, no mesmo dia 74
2.14 Relação entre concentração e sinal de fluorescência, para diferentes potências laser 75
2.15 Tensão do sinal de fluorescência em função do tempo 77
2.16 Tensão do sinal de fluorescência em função da temperatura da solução 78
2.17 Variação do sinal de fluorescência com a extensão do percurso óptico 79

3.1 Esquema da instalação experimental e do circuito de injecção da solução-base de rodamina B 83
3.2 Equipamento da medição simultânea por LDA e LIF 86

3.3 Variação da corrente negra média ao longo do tempo 97
3.4 Medições no interior da caixa de vidro do sinal de fluorescência para configurações ópticas diferentes 99
3.5 Sinal de fluorescência ao longo do percurso óptico, para diferentes geometrias da secção de teste 101
3.6 Sinal médio de fluorescência, movimentando o volume de controlo segundo o diâmetro horizontal e vertical do tubo de vidro acrílico 102
3.7 Sinal médio de fluorescência medido em simultâneo com velocidade axial (raios horizontais) e velocidade radial (raios verticais) 103
3.8 Variação temporal da voltagem do sinal de fluorescência, para potência laser igual a 200 mW 105
3.9 Variação temporal da voltagem do sinal de fluorescência, para potência laser igual a 400 mW 105
3.10 Variação temporal da voltagem do sinal de fluorescência, para potência laser igual a 600 mW 106
3.11 Séries temporais do sinal de fluorescência, para as mesmas condições experimentais 109
3.12 Séries temporais do sinal de fluorescência mexendo na válvula de controlo do caudal do circuito para medições efectuadas no mesmo dia 110
3.13 Séries temporais do sinal de fluorescência mexendo na válvula de controlo do caudal do circuito para medições efectuadas em dias consecutivos 110
3.14 Séries temporais do sinal de fluorescência imediatamente após a injecção da solução-base no circuito 111
3.15 Séries temporais do sinal de fluorescência para as mesmas condições experimentais 112
3.16 Relação entre o sinal de fluorescência e concentração para várias potências laser 114
3.17 Relação entre a voltagem do sinal de fluorescência e o valor do produto potência-concentração 115
3.18 Sinal de concentração e velocidade, em função da distância, para 200 mW de potência laser 118
3.19 Sinal de concentração e velocidade, em função da distância, para 400 mW de potência laser 119
3.20 Sinal de concentração e velocidade, em função da distância, para 600 mW de potência laser 120

4.1 Esquema da instalação experimental de jactos coaxiais confinados 124
4.2 Secção de teste 125
4.3 Representação esquemática do manómetro diferencial de tolueno, utilizado nas medições de pressão 127

4.4 Sinal de fluorescência para várias concentrações do escoamento do jacto interior (potência laser igual a 600 mW, pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V) 130
4.5 Percurso dos raios laser e campo de visão. Raios laser no plano horizontal que contém o eixo dos tubos e volume de controlo posicionado na parede interior da secção de teste, oposta ao laser . . . 133
4.6 Visualização do escoamento de jactos coaxiais 137
4.7 Visualização do escoamento de jactos coaxiais para as condições de escoamento 4, 3 e 2 139
4.8 Visualização do escoamento de jactos coaxiais para $U_a/U_{in} = 3.2$. 140
4.9 Visualização do escoamento de jactos coaxiais para $U_a/U_{in} = 6.5$ (condição de escoamento 5) 142
4.10 Variação axial da pressão estática (p) em relação ao valor inicial da pressão estática na secção de saída do escoamento (p_s), para $x/(D/2) < 16$ e 5 condições do escoamento 143
4.11 Idem 4.10, para $x/(D/2) > 10$ 145
4.12 Variação das características do escoamento com o número de Reynolds 147
4.13 Relação entre o comprimento do núcleo central do jacto interior e o número de Reynolds do escoamento, para uma razão de velocidades $U_a/U_{in} = 3.2$ 148
4.14 Velocidades axiais médias ao longo do eixo do escoamento, para 5 condições do escoamento 150
4.15 Intensidades de turbulência axial na linha central, ao longo do eixo do escoamento, para 5 condições do escoamento 150
4.16 Variação da extensão do núcleo central com a razão de velocidade do escoamento (—— equação (4.11); - - - - equação do tipo (4.12); o símbolo a cheio, correspondente a uma razão de velocidades inferior a 1, não foi utilizado no ajuste das equações) 151
4.17 Concentração média ao longo da linha central, para 5 condições do escoamento 153
4.18 Flutuação de concentração ao longo da linha central, para 5 condições do escoamento 153
4.19 Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 156
4.20 Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$) 157
4.21 Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$) 158
4.22 Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$) 159
4.23 Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$) 160

4.24 Perfis radiais de velocidade radial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 163
4.25 Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 166
4.26 Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$) 167
4.27 Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$) 168
4.28 Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$) 169
4.29 Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$) 170
4.30 Parâmetro de mistura (*mixedness*) para as 5 condições do escoamento 173
4.31 Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) . . . 175
4.32 Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$) 176
4.33 Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$) . . . 177
4.34 Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$) . . . 178
4.35 Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$) . . . 179
4.36 Perfis radiais de intensidade radial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) . . . 181
4.37 Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 183
4.38 Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$) 184
4.39 Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$) 185
4.40 Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$) 186
4.41 Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$) 187
4.42 Transporte turbulento axial na linha central, ao longo do eixo do escoamento, para 5 condições do escoamento 188
4.43 Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 190
4.44 Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2.0$) 191
4.45 Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$) 192

4.46 Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$) 193
4.47 Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$) 194
4.48 Perfis radiais de transporte turbulento radial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 196
4.49 Coeficientes de assimetria da concentração, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 198
4.50 Coeficientes de achatamento da concentração, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) 199

Lista de Tabelas

2.1 Características do equipamento óptico de medida por LIF 41
2.2 Características da fonte de alimentação do fotomultiplicador de medida por LIF 43
2.3 Características da placa de aquisição (Keithley/Metrabyte, modelo DAS16-G1) de medida por LIF 44
2.4 Incerteza da concentração das soluções-base de rodamina B 51
2.5 Incerteza relativa da concentração das soluções na caixa de vidro, obtidas por adição de solução-base 52
2.6 Incerteza relativa da concentração das soluções na caixa de vidro, obtidas por adição de água 53
2.7 Intervalo de variação das incertezas relativas dos parâmetros envolvidos na medição de concentração por LIF, e correspondentes valores da incerteza- -padrão relativa combinada 57
2.8 Coeficientes de regressão linear aos dados da figura 2.14 76

3.1 Características do equipamento óptico de medição simultânea por LDA e LIF 87
3.2 Concentrações e respectivos caudais no interior do tubo de vidro acrílico 89
3.3 Incerteza nas concentrações das soluções-base de rodamina B . . . 90
3.4 Parcelas da incerteza da concentração das soluções de rodamina B na secção de teste 91
3.5 Incertezas associadas às soluções de rodamina B na secção de teste com diferentes concentrações 92
3.6 Intervalo de variação das incertezas relativas dos parâmetros envolvidos na medição de concentração por LIF, e correspondentes valores da incerteza- -padrão relativa combinada 94
3.7 Desvio-padrão e erro aleatório referentes aos resultados das figuras 3.8 a 3.10 (valores expressos em percentagem do valor médio correspondente) 108
3.8 Coeficientes de regressão linear aos dados da figura 3.16 113
3.9 Concentrações, caudais, números de Reynolds e velocidades médias do escoamento no interior do tubo de vidro acrílico 115

3.10 Comparação entre os sinais de fluorescência obtidos para um percurso óptico entre 2 e 21 mm e no caso de não existir absorção . 116

4.1 Características do sistema de LDA e LIF, utilizado no escoamento de jactos coaxiais 129
4.2 Condições do escoamento 131
4.3 Posição axial das secções transversais de medida 132
4.4 Incertezas dos caudais de solução-base (U_{Q_b}), interior ($U_{Q_{in}}$), anelar (U_{Q_a}), e total (U_Q) 135
4.5 Incerteza dos caudais anelar, interior, de solução-base e total, para 5 condições do escoamento 136
4.6 Incertezas associadas à concentração de rodamina B para 5 condições do escoamento 136
4.7 Máximo incremento de pressão no escoamento de jactos coaxiais . 144
4.8 Perda de carga contínua para 5 condições do escoamento 145
4.9 Valores de velocidades axiais médias para 5 condições do escoamento 161
4.10 Parâmetro de Mistura -*mixedness* 172

A.1 Incerteza das variáveis de A.3 208

B.1 Conservação de caudal 209
B.2 Conservação de fluxo de escalar 210

Nomenclatura

Caracteres Romanos

A	amplificação do sinal na fonte de alimentação
b	extensão do percurso óptico; largura da camada de corte
C	concentração molar de uma substância
c	parâmetro empírico da largura da camada de corte;
c'	flutuação da concentração
c_1	camada de corte entre os escoamentos interior e anelar
c_2	camada de corte entre o escoamento anelar e o fluido envolvente
D	difusividade molecular; diâmetro; abertura de uma lente
	amplificação e digitalização do sinal na placa de aquisição de dados
d	densidade
d_0	diâmetro interior do jacto interior
d_1	diâmetro exterior do jacto interior
EXP	expoente de tempo
F	voltagem do sinal de fluorescência; número F de uma lente
F_D	frequência *Doppler*
F_S	frequência desviatória (*shift*)
f	comprimento focal
g	aceleração da gravidade
H	altura
I	intensidade da corrente de resposta do fotodetector
$\overline{I_d}$	corrente negra média
$\overline{I_{nz}}$	intensidade média do nível zero
I_f	intensidade de luz fluorescente emitida
I_o	intensidade de luz incidente
$\overline{I_A}$	corrente média do ânodo do fotodetector
$\overline{I_b}$	intensidade média da radiação de fundo
I_r	intensidade de luz fluorescente medida
$\overline{i_r^2}$	flutuação da luz fluorescente medida

$\overline{i_b^2}$	flutuação da radiação de fundo
$\overline{i_A^2}$	flutuação da corrente do fotodetector
$\overline{i_0^2}$	flutuação da fonte de luz
$\overline{i_{esn}^2}$	flutuação de ruído electrónico
$\overline{i_{nz}^2}$	flutuação do ruído de nível zero
J	perda de carga unitária
K	rugosidade equivalente
k_x, k_r	coeficientes de difusão turbulenta
L	comprimento
L_c	extensão do núcleo central
L_e	comprimento de estabelecimento do escoamento
L_f	extensão da região focal da lente
M	massa
N	dimensão da amostra, número de ciclos do *burst*
P	potência laser incidente
p	pressão estática
$P_{\overline{F}}$	erro de precisão
Q	caudal
R, r	mensuranda, estimativa da mensuranda raio, coordenada radial
Re	Número de Reynolds
S	secção
S_0	estado electrónico *singlet* de uma molécula, *ground state*
S_1, S_2	estados electrónicos *singlet* de uma molécula
$\underline{S}$	soma dos *spins* dos electrões de uma molécula
Sc	número de Schmidt
$\widehat{S}_{\overline{F}}$	índice de precisão
$s_{\overline{F}}$	desvio-padrão da média
T	tempo
T_1, T_2	estados electrónicos *triplet* de uma molécula
T_m	mantissa de tempo
t	parâmetro de Student
U	incerteza experimental; velocidade axial
u	flutuação da velocidade axial
u'	flutuação turbulenta da velocidade axial
$\overline{uc}$	transporte turbulento axial de massa

V	volume; velocidade radial
v	flutuação da velocidade radial
v'	flutuação turbulenta da velocidade radial
$\overline{vc}$	transporte turbulento radial de massa
W	velocidade tangencial
$\overline{vc}$	transporte turbulento tangencial de massa
x, y, z	componentes do sistema de coordenadas cartesiano

Caracteres Gregos

γ	peso específico, taxa de elongação
δ	espessura de vorticidades; factor de conversão da velocimetria
ϵ	taxa de dissipação de energia por unidade de massa
ε	absorvidade molar
η	parâmetro de mistura
θ	ângulo de intersecção dos raios
λ	comprimento de onda; coeficiente de resistência
ν	viscosidade cinemática
Ω	eficiência óptica do sistema de detecção de luz
ρ	massa específica
τ_{mf}	quociente entre a resposta real do fotodetector e a sua resposta no caso de não existir absorção
ϕ	eficiência quântica
$\omega_1, \omega_2, \omega_3$	frequências de raios laser

Operadores

$\overline{()}$	operador média
$\overline{()^2}$	média quadrática
$\|\|$	valor absoluto
d	valor elementar
∂/∂	derivada parcial
Δ	diferença

Índices

A	incerteza do tipo A
a	água; escoamento anelar
B	incerteza do tipo B
b	solução-base
cl	linha central
dil	diluição
exp	experimental
in	escoamento interior
j	jusante
m	montante
M	mistura ou *mixed-out-condition*
Max	máximo
s	saída
tol	tolueno
∞	diluição infinita

Abreviaturas

ADCM	*Analog Digital Converter Module*
CARS	*Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy*
GUM	*Guide to the expression of Uncertainty in Measurement*
LDA	*Anemometria Laser Doppler*
LIF	*Laser Induced Fluorescence*
LRS	*Laser Rayleigh Scattering*
pdf	*probability density function*
PIV	*Planar Image Velocimetry*
PLIF	*Planar Laser Induced Fluorescence*
RQSQ	raiz quadrada da soma dos quadrados
VIM	Vocabulário Internacional de Metrologia

Capítulo 1

Introdução

1.1 Objectivos e enquadramento da tese

O estudo do movimento dos fluidos é uma constante na história da ciência. A par do conhecimento teórico, de carácter físico e matemático, foi-se desenvolvendo a análise experimental dos fenómenos (e.g., Rouse and Ince (1957) e Anderson, Jr. (1997)), onde um dos objectivos principais tem sido conceber sistemas, que não perturbem o escoamento, para medição de grandezas físicas como a velocidade, a temperatura ou a pressão. Em particular, o estudo simultâneo do campo de velocidade e concentração de um escoamento é essencial para a interpretação dos fenómenos em muitos sistemas de mecânica dos fluidos, e constitui um elemento valioso no desenvolvimento e verificação de métodos de simulação em computador.

No nosso dia-a-dia encontramo-nos rodeados de escoamentos em regime turbulento, onde são comuns os fenómenos de mistura de calor e de concentração de poluentes, por exemplo. A vantagem principal da medição simultânea de velocidade e concentração é permitir o conhecimento mais profundo da mistura turbulenta, de interesse para diversas áreas de engenharia. Enumeram-se a título de exemplo, na área da engenharia civil e de ambiente os estudos de dispersão ou poluição (oceânica, estuarina ou fluvial) e de transporte de sedimentos (e.g., List (1996)); nas áreas da indústria automóvel e da engenharia mecânica os fenómenos de combustão, e na área da engenharia química o estudo de processos químicos de reacção.

Apesar de grandes avanços no desenvolvimento de métodos computacionais nas três últimas décadas, o estudo da turbulência, em especial para números de Reynolds elevados, é acessível apenas pela via experimental (Bradshaw, 1994). Esta tese insere-se numa opção pela via experimental de análise de fenómenos de

mistura turbulenta, tendo como objectivo principal o desenvolvimento de uma técnica de medição simultânea de velocidade e de concentração em escoamentos de fluidos incompressíveis, recorrendo à Anemometria Laser *Doppler* (LDA, *Laser Doppler Anemometry*) e à Fluorescência Induzida por Laser (LIF, *Laser Induced Fluorescence*), respectivamente.

A fluorescência induzida por laser é uma técnica óptica que não interfere com o escoamento, e que pode ser utilizada de duas formas diferentes. Numa abordagem qualitativa, para visualização e identificação das estruturas turbulentas dos escoamentos, ou numa abordagem quantitativa, como na presente tese, onde a LIF foi utilizada para medir a concentração de um traçador fluorescente num meio aquoso. O traçador é passivo, i.e. não influencia o escoamento, simulando assim o transporte de temperatura ou de um determinado poluente, naqueles casos em que não há alteração das propriedades do fluido, causadas por qualquer um destes agentes. A utilização conjunta da LIF com uma técnica óptica de medição de velocidade, como a anemometria laser *Doppler*, permite a obtenção simultânea e num mesmo ponto do escoamento da concentração e velocidade.

Metodologia. A fluorescência induzida por laser é uma técnica usual no âmbito da química analítica, cuja aplicação no âmbito da Mecânica dos Fluidos não é comum e exige a sua caracterização prévia. Por esta razão, e pretendendo-se a sua utilização simultânea com a LDA, os trabalhos a que se refere a presente tese foram divididos em duas partes.

Na primeira parte foram avaliadas as capacidades da LIF como técnica quantitativa para a medição de concentração em soluções aquosas. As características da técnica, a sua dependência de factores ambientais e as dificuldades encontradas ao longo do trabalho originaram a divisão desta primeira parte em duas fases. Na primeira fase efectuaram-se ensaios de maneira a caracterizar o comportamento experimental das soluções aquosas de rodamina B. Na segunda fase, alterou-se o sistema de medição para que fosse possível medir simultaneamente velocidade e colmatar as lacunas identificadas anteriormente, tendo-se determinado as condições de aplicabilidade da técnica ao escoamento de teste (2 jactos coaxiais). No final desta primeira parte do trabalho tinha sido desenvolvido um método experimental em que a fluorescência induzida por laser podia ser utilizada como uma extensão da anemometria laser *Doppler*.

A segunda parte do trabalho consistiu na aplicação das técnicas de LDA e LIF ao escoamento de jactos coaxiais confinados, como forma de avaliar as capacidades de utilização simultânea das 2 técnicas. Neste escoamento de dois jactos de água foi introduzido um traçador fluorescente num dos jactos e estudou-se a mistura entre os dois.

A geometria de jactos coaxiais foi escolhida como escoamento de teste por três

razões. Primeiro, encontra-se bem descrita na literatura publicada (e.g., Villermaux et al. (1994) e Rehab et al. (1997)) sendo os primeiros estudos anteriores à década de 70 (Champagne and Wygnansky, 1971). Segundo, trata-se de um escoamento com grande utilidade prática, frequentemente utilizado em áreas de engenharia como a aeronáutica, por exemplo em câmaras de combustão e sistemas de injecção (Lefebvre, 1989); e que apresenta características comparáveis às dos escoamentos de jactos simples, a descarregar em ambientes estacionários ou animados de velocidade, utilizados em áreas como as da engenharia ambiental (Fischer et al., 1979). Terceiro, este escoamento apresenta fenómenos tais como a interacção ou mistura de camadas limite turbulentas, desprendimento de vórtices, recirculação, mistura de escoamentos com densidade diferente, que são actualmente objecto de estudo, e fornecem as condições ideais para testar as capacidades da conjugação das técnicas de LDA e LIF.

Conteúdo do Capítulo. Este primeiro capítulo da tese, após o texto introdutório acima, prossegue com a apresentação da técnica de fluorescência induzida por laser (secção 1.2) e as características genéricas de um escoamento de jactos coaxiais (secção 1.3). Depois, na secção 1.4, efectua-se uma análise breve da evolução do conhecimento e do seu estado actual relativamente às técnicas para medição de concentração e à sua conjugação com medição de velocidade, e ao estudo do escoamento de jactos coaxiais. O capítulo termina com a secção 1.5, onde se apresenta a estrutura e conteúdo desta tese.

1.2 Princípios fundamentais da técnica de fluorescência induzida por laser (LIF)

A indução de fluorescência é um princípio que está na base da técnica de espectrofluorometria, utilizada no âmbito da química analítica para caracterização de soluções. Esta técnica, também conhecida por espectroscopia por fluorescência, é usada na análise de muitos compostos químicos, em particular na análise de compostos inorgânicos em áreas como a patologia clínica, a química agrícola e a saúde pública (Guilbault, 1990).

No presente trabalho utilizaram-se as características fluorescentes de um composto, induzindo a fluorescência através de luz laser. Os princípios físicos são comuns à espectroscopia por fluorescência, mas o objectivo do desenvolvimento desta técnica foi a utilização na análise de um escoamento, no âmbito da Mecânica dos Fluidos, e não no âmbito da química analítica.

1.2.1 Noção de fluorescência

A fluorescência é um dos fenómenos da luminescência que consiste num processo molecular de transição entre diferentes estados electrónicos (Lakowicz, 1983). Cada molécula possui uma série de níveis energéticos muito próximos (figura 1.1), e pode passar de um nível de energia inferior para um nível superior desde que absorva uma energia igual à diferença energética entre os dois níveis de energia.

Os estados electrónicos de uma molécula dividem-se em estados *singlet* (S_0, S_1 e S_2, na figura 1.1) e *triplet* (T_1 e T_2, na figura 1.1). A diferença entre estes estados reside no momento magnético (*spin*), igual a $\pm 1/2$, dos electrões do último nível da molécula, e no momento angular da orbital (multiplicidade de *spin*) $2\underline{S} + 1$, sendo $\underline{S}$ a soma dos *spins* dos electrões da molécula. No nível energético inicial (*ground state*, S_0) e nos estados *singlet*, uma molécula poliatómica possui usualmente um número par de electrões com *spins* simétricos ($+1/2$ e $-1/2$), correspondendo-lhe uma multiplicidade igual a 1. Num estado *triplet*, a molécula possui electrões de igual *spin* ($+1/2$ e $+1/2$), sendo a multiplicidade 3.

Uma das formas de fornecer energia a uma molécula é excitá-la através de luz, designando-se por fotoluminescência o tipo de luminescência assim originado. O electrão na órbita de maior energia (*ground state*, S_0) salta para um estado de energia superior (*singlet state*, S_1 ou S_2), e ao regressar ao seu nível energético inicial (S_0) emite energia de um comprimento de onda superior. A diferença entre o comprimento de onda da luz absorvida e emitida deve-se ao facto de a molécula excitada ter tendência a reduzir a sua energia através de um fenómeno de desactivação por colisão, passando de níveis excitados *singlet* superiores (S_2) ao 1^o nível excitado *singlet* S_1 antes de regressar ao nível energético inicial (S_0). Este tipo de fluorescência, normalmente observada em soluções e definida pela emissão de fotões com comprimento de onda superior à dos fotões absorvidos, designa-se por fluorescência de Stokes.

As transições entre estádios de energia *singlet* são permitidas pela mecânica quântica e apresentam taxas de emissão da ordem dos 10^8 s^{-1}. Isto origina um tempo de vida de fluorescência, i.e. a duração média do intervalo de tempo que a molécula permanece num nível excitado, da ordem dos 10 ns. Estes tempos de vida são adequados a aplicações em mecânica dos fluidos por serem inferiores aos tempos de resposta dos fenómenos físicos envolvidos (subsecção 1.4.1).

Os outros dois fenómenos da fotoluminescência envolvem a passagem da molécula para um nível *triplet* (T_1). A transição inicial do nível de energia inferior (*ground state*, S_0) para o nível *triplet* (T_1) é proibida pela mecânica quântica; no entanto, encontrando-se num estado de energia superior (*singlet state*, S_1 ou S_2), a molécula pode transitar para um nível *triplet* (T_1) de menor energia, invertendo o *spin* de um dos seus electrões, fenómeno designado por transição entre sistemas

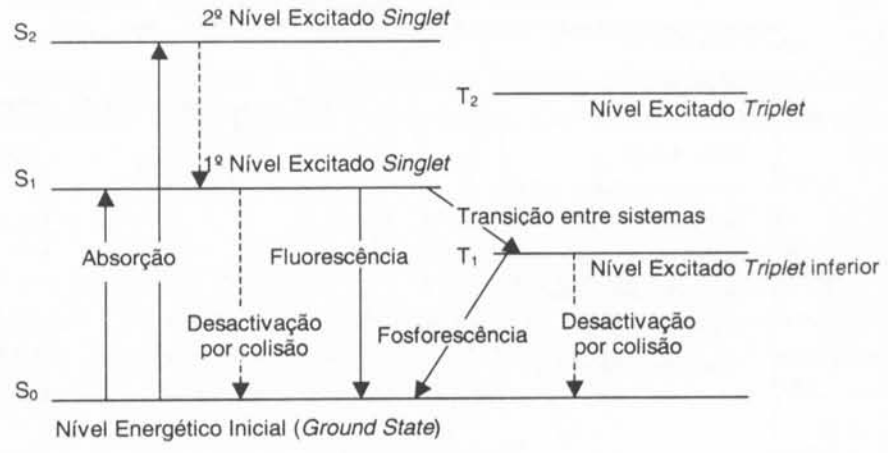


Figura 1.1: Diagrama de Jablonski. Representação esquemática dos níveis de energia para uma molécula diatómica. Em Guilbault (1990)

(*intersystem crossing*). O regresso ao nível energético inicial (S_0) a partir do nível *triplet* (T_1), resulta na emissão de luz de comprimento de onda superior ao que seria emitido por fluorescência, e este fenómeno é designado por fosforescência. Se no nível *triplet* (T_1) a molécula absorver energia, ela pode regressar ao nível energético inicial (S_0) através de um nível de energia superior (S_1), sendo este fenómeno designado por fluorescência atrasada. Estes dois fenómenos da luminescência, por último referidos, possuem um tempo de vida entre 10^{-4} e 10 s. Estes tempos de vida são superiores aos da fluorescência, e por esta razão uma molécula regressa do nível *triplet* (T_1) ao nível energético inicial (S_0) com maior probabilidade através de um fenómeno de desactivação por colisão, verificando-se que só substâncias que se encontrem num meio rígido é que exibem fosforescência.

Uma molécula fluorescente possui dois espectros característicos: o espectro de absorção e o espectro de emissão (figura 1.2). O espectro de absorção representa a eficiência relativa da radiação excitante de diferentes comprimentos de onda para causar fluorescência, i.e. a intensidade da radiação excitante absorvida em relação à intensidade da radiação excitante para a qual a absorção é máxima. O espectro de emissão representa a intensidade da radiação fluorescente emitida a diferentes comprimentos de onda, em relação à intensidade fluorescente máxima, ou seja a intensidade relativa da radiação emitida para diferentes comprimentos de onda. Devido aos comprimentos de onda diferentes dos fotões absorvidos e emitidos, os espectros de absorção e de emissão estão afastados, o que constitui uma propriedade útil da fluorescência, porque permite uma boa resolução espectral. Para um determinado solvente, a forma do espectro de emissão e a eficiência quântica do traçador fluorescente, definida pelo quociente entre a energia da fluorescência

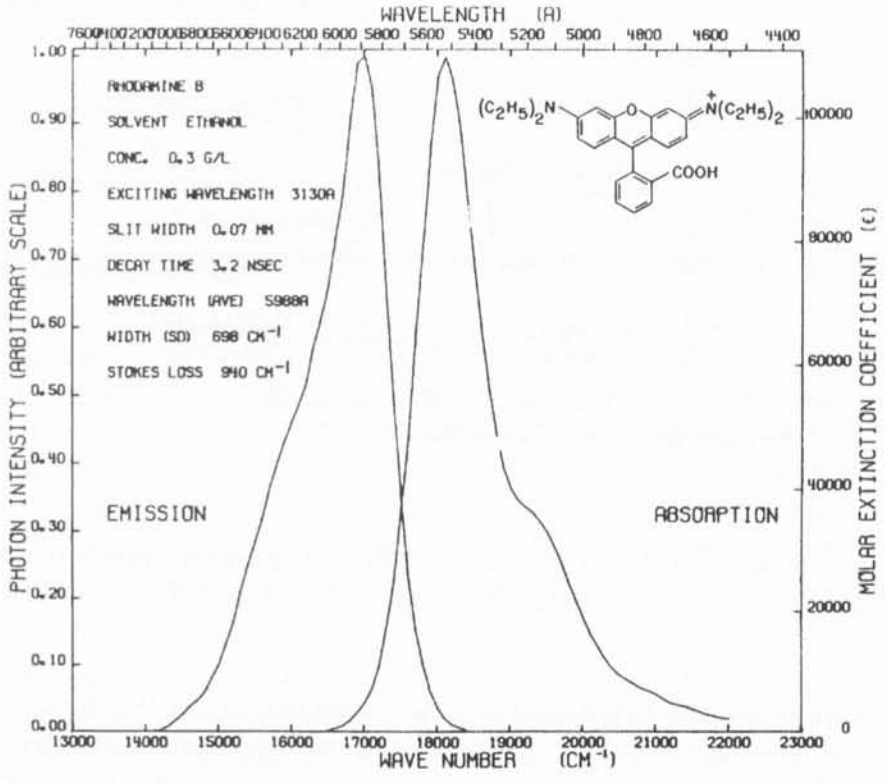


Figura 1.2: Espectros de absorção e de emissão da rodamina B. Em Berlman (1971)

emitida e a energia absorvida, são independentes do comprimento de onda da radiação excitante utilizada. Se a radiação excitante tem um comprimento de onda diferente do pico de absorção dum composto, será absorvida menos energia e logo será igualmente emitida menos energia. Estes espectros são aproximadamente simétricos um do outro.

Qualquer porção do espectro para a qual ocorre absorção pode produzir fluorescência. O máximo de fluorescência terá sempre o mesmo comprimento de onda, qualquer que seja o comprimento de onda para que ocorreu a absorção. No entanto, a intensidade de fluorescência varia com a intensidade relativa da absorção. Para maior intensidade de fluorescência a substância deve ser excitada por um comprimento de onda coincidente com o pico do seu espectro de absorção.

1.2.1.1 Equação fundamental da fluorescência

A relação entre a intensidade de fluorescência emitida pela substância fluorescente I_f e a concentração molar C dessa substância é normalmente expressa por (Guilbault, 1990),

$$I_f = \phi I_o(1 - e^{-\varepsilon bC}) \tag{1.1}$$

em que ϕ é a eficiência quântica, I_o é a intensidade de luz incidente, ε é a absorvidade molar e b é a extensão do percurso óptico. Para soluções muito diluídas ($\varepsilon bC < 0.05$), de acordo com Guilbault (1990), a equação (1.1) reduz-se à designada equação fundamental da fluorescência,

$$I_f = 2.3\phi I_o \varepsilon bC. \tag{1.2}$$

Esta equação, formalmente análoga à lei de Beer, exprime uma relação linear entre a intensidade de fluorescência I_f e a concentração C.

1.2.1.2 Vantagens e desvantagens da utilização da fluorescência como ferramenta analítica

De acordo com Guilbault (1990), a emissão molecular fluorescente apresenta vantagens como ferramenta analítica. Possui elevada sensibilidade, sendo possível detectar concentrações de substâncias a partir de 1 parte em 10^9, i.e. cerca de mil vezes superior à maioria de outros métodos de espectroscopia. Quando comparada com outros métodos de espectroscopia, a gama linear de análise é maior e o erro inerente à medição é praticamente constante ao longo de toda a gama de resposta.

A principal desvantagem da fluorescência é a sua dependência de factores ambientais. Por exemplo, a luz ultravioleta pode causar alterações fotoquímicas ou a destruição do composto, e por isso é aconselhável usar sempre o maior comprimento de onda possível e proteger as soluções da radiação ultravioleta e da luz do sol. Designa-se por *quenching* a redução da fluorescência através dum processo de desactivação, resultante da interacção entre o composto fluorescente e outra substância presente no sistema. *Quenching* pode ocorrer por efeito de temperatura, oxigénio e impurezas existentes na solução. A temperatura aumenta a actividade e colisões moleculares, retirando à molécula parte da sua energia e reduzindo a sua capacidade de fluorescência. Para a rodamina B pode haver uma diminuição de 5% na intensidade de fluorescência correspondente ao aquecimento de 1°C (Guilbault, 1990). *Quenching* por oxigénio pode reduzir a intensidade de fluorescência até um valor máximo de 20%. *Quenching* por impurezas resulta da interferência com a fluorescência dum composto, devido à presença de impurezas na solução.

Apesar de se controlarem estes factores ambientais, há outras condições que podem afectar a intensidade de fluorescência emitida. Pretende-se usualmente que esta seja elevada, o que pode ser obtido com concentrações elevadas ou utilizando uma radiação incidente elevada. Qualquer um destes parâmetros pode, no entanto, ter o efeito contrário. Um fenómeno fluorescente só é possível se existir absorção. Se esta for excessiva, a porção da solução mais perto da fonte absorve tanta radiação que cada vez menos radiação fica disponível para excitar as moléculas fluorescentes na posição de medida. Isto origina uma diminuição da fluorescência, usualmente designada por efeito "*inner cell*" ou de absorção ao longo do percurso óptico (Guilbault, 1990). Além disso, para concentrações elevadas pode ocorrer a formação de compostos constituídos por várias moléculas fluorescentes, o que origina a diminuição da eficiência quântica e a alteração dos espectros de absorção e emissão, resultando numa diminuição da intensidade de fluorescência emitida (Wild et al., 1987).

Pode ainda referir-se um fenómeno de saturação, que ocorre quando se combina radiação incidente elevada com soluções que não são agitadas, verificando-se a diminuição da intensidade de fluorescência emitida com o aumento da intensidade de radiação incidente. Se a radiação incidente for em excesso, o número de moléculas fluorescentes nos estados *singlet* S_0 e S_1 diminui devido a efeitos de fotodecomposição e à transição para o estado *triplet* T_1, reduzindo-se assim o número de moléculas disponíveis para serem excitadas e exibir fluorescência (Walker, 1987). A substância fluorescente decomposta não absorve radiação e em estudos de mistura é simplesmente diluída sem emitir fluorescência. Este problema é ultrapassado se o tempo de residência da solução no volume de controlo for pequeno em relação à constante temporal de fotodecomposição (20 s para a rodamina 6G, ver Koochesfahani (1984)), i.e. se se utilizarem as soluções em escoamentos ou permanentemente agitadas, e se se usarem volumes de solução muito superiores aos do volume de controlo (Koochesfahani, 1984).

A expansão termal (*thermal blooming*) pode igualmente afectar as medições de fluorescência e é causada pelo aquecimento localizado da solução traçadora pelo raio laser (Koochesfahani, 1984). Isto provoca gradientes do índice de refracção que actuam como uma lente, originando a rápida divergência do raio e uma acentuada diminuição da intensidade de fluorescência. Este problema é aliviado pelo agitar da solução ou escoamento associado à experiência, que originam uma remoção rápida do calor do percurso do raio.

Estas dificuldades, importantes no domínio da química analítica, alertam no âmbito da aplicação da LIF à Mecânica dos Fluidos, para a necessidade de proceder à caracterização das condições experimentais, as quais se devem manter constantes ao longo dos ensaios.

1.2.2 Aplicação da fluorescência induzida por laser no âmbito da Mecânica dos Fluidos

A fluorescência induzida por laser utiliza uma fonte de luz laser para provocar a fluorescência de um traçador fluorescente numa solução. A escolha de lasers, de entre outras possíveis fontes de luz, reside no facto de estes produzirem uma luz intensa, concentrada e coerente espacial e temporalmente. Mais ainda, regra geral, os lasers mantêm as características da luz emitida, relativamente à intensidade e estabilidade, e podem emitir luz de comprimento de onda único e bem definido (*single-line*).

Ao estabelecer uma relação entre a intensidade de luz e a concentração de traçador, a LIF necessita de utilizar uma fonte de luz estável, para que a amplitude do sinal corresponda à concentração no volume de controlo e não a alterações da fonte de luz (equação 1.2). Embora possa ocorrer emissão para qualquer comprimento de onda em que haja absorção de luz, a intensidade de fluorescência será tanto maior quanto menor for a diferença entre a frequência de luz laser e o pico do espectro de absorção da substância fluorescente (figura 1.2). Quando isto ocorre, o sistema de medida apresenta melhor resolução e sensibilidade, pois aumenta-se a relação sinal/ruído.

O sistema de medida é mais eficiente se for possível separar a luz de comprimentos de onda correspondentes à radiação incidente e à radiação fluorescente emitida. Esta separação deve ser efectuada recorrendo a filtros ópticos, já que electronicamente é muito difícil (Koochesfahani, 1984). Esta filtragem óptica é de execução mais fácil e de eficiência superior, se se utilizarem substâncias fluorescentes em que a região de sobreposição entre os espectros de absorção e emissão é pequena e os picos dos espectros de emissão e absorção estejam o mais afastados possível.

1.2.2.1 Substâncias fluorescentes

As substâncias fluorescentes mais utilizadas como traçadores são compostos orgânicos com elevada solubilidade e espectros de absorção em gamas de comprimentos de onda entre 400 e 600 nm, típicos de lasers comuns em laboratórios de mecânica dos fluidos.

São usualmente utilizadas a fluorescina (e.g., Koochesfahani (1984) e Walker (1987)), cujo máximo do espectro de absorção ocorre para 490 nm e possibilita a indução de fluorescência através de lasers a emitir na luz azul (488 nm); a rodamina B (e.g., Arcoumanis et al. (1990) e Lemoine et al. (1996)) e a rodamina 6G (e.g., Papantoniou (1986) e Gaskey et al. (1990)), cujos máximos dos espectros de absorção ocorrem para 550 e 530 nm, possibilitando a indução de fluorescência

através de lasers a emitir na luz verde (514.5 nm). Além disto, estas substâncias apresentam ainda boa solubilidade em água, toxicidade baixa, eficiência quântica elevada, extensão da região de sobreposição dos espectros pequena, diferença elevada entre os máximos dos espectros de absorção e emissão e fraca dependência de factores ambientais (Lakowicz, 1983).

No presente trabalho utilizou-se a rodamina B (C_{28} H_{31} Cl N_2 O_3) como traçador fluorescente, porque, ao contrário de outras tintas fluorescentes, as características fluorescentes da rodamina B não se alteram ao longo de um período de várias horas se a sua solução aquosa for continuamente agitada (Arcoumanis et al., 1990). Além disso, este traçador é especialmente indicado para estudos de mistura turbulenta devido à sua baixa difusividade molecular de cerca de 2×10^{-5} cm^2s^{-1}, estimada assumindo diluição infinita (Reid et al., 1988), e correspondente número de Schmidt $Sc = \nu/D$ (igual à razão entre a viscosidade cinemática ν e a difusividade molecular do traçador D) elevado (da ordem de 10^3). Relativamente à sua adequação ao equipamento disponível, a rodamina B reage à luz laser de comprimento de onda igual a 514.5 nm, luz verde típica de um laser de Argon-ion, e emite luz de comprimento de onda igual a 590 nm, luz laranja, na gama de funcionamento de fotodetectores comuns em aplicações de anemometria laser *Doppler*. A região de sobreposição dos espectros de absorção e de emissão apresenta uma extensão de 40 nm (figura 1.2), e o tempo de vida de fluorescência é próximo de 3.2 ns (em etanol, Berlman (1971)) ou de 4 ns (Lakowicz, 1983).

1.2.3 A conjugação das técnicas de anemometria laser *Doppler* (LDA) e fluorescência induzida por laser (LIF)

A técnica óptica associada à LIF para medir velocidade foi a anemometria laser *Doppler*, técnica comum hoje em dia para medições de velocidade em laboratório. No presente trabalho pretendeu-se utilizar o equipamento para medição de velocidade e com poucas alterações adaptá-lo à medição de concentração.

Apresenta-se de seguida uma breve descrição dos princípios físicos da anemometria laser *Doppler*, e referem-se depois os aspectos a ter em conta na utilização simultânea das duas técnicas, LDA e LIF.

1.2.3.1 Anemometria laser *Doppler*

A anemometria laser *Doppler* é uma técnica experimental não intrusiva, utilizada para determinar a velocidade num ponto de um escoamento, através da medição

da interferência das partículas do escoamento com um campo óptico criado por dois raios laser (cf. Durst et al. (1981)). Como não é introduzida no escoamento qualquer sonda, esta técnica é especialmente aconselhada para escoamentos complexos ou ambientes hostis.

O raio de luz emitido pelo laser é dividido em dois de igual intensidade, que são depois focados para um ponto do espaço, originando um elipsóide, designado por volume de controlo, onde é efectuada a medição da velocidade. Neste volume de controlo forma-se um campo óptico, resultante da interferência dos dois raios de luz laser, constituído por faixas estacionárias com e sem luz, alternadas e com igual espaçamento entre si, às quais se dá o nome de franjas. As partículas presentes no escoamento, ao atravessarem o volume de controlo, dispersam luz com um padrão que é função da velocidade das partículas, da frequência da luz laser e do ângulo de intersecção dos raios. A frequência do sinal da luz dispersa, recolhida por uma lente e feita incidir num fotodetector, é directamente relacionada com a velocidade das partículas no escoamento.

Para determinar o sentido do movimento das partículas no escoamento é introduzida uma frequência desviatória (*shift*) num dos raios originário do sistema óptico emissor, o que origina o movimento das franjas no volume de controlo.

1.2.3.2 Compatibilidade entre LDA e LIF. Simultaneidade do sinal.

Para serem aplicadas na medição simultânea de velocidade e concentração a LDA e LIF devem ser compatíveis no que diz respeito ao equipamento óptico utilizado e às suas resoluções temporal e espacial. As duas técnicas diferem no processamento do sinal, e além disso a aquisição do sinal de concentração é condicionada à medição de velocidade. Ao sistema de aquisição de dados de LDA, que trata a frequência do sinal analógico de luz captado, é associado um outro sistema de aquisição de dados que mede um sinal analógico de intensidade de luz.

A utilização simultânea da LDA e LIF é muita vezes efectuada recorrendo a sistemas ópticos diferentes. A título de exemplo, refere-se a configuração óptica de Papanicolaou and List (1987), constituída por um sistema de LDA de 2 componentes com um laser de 633 nm como fonte de luz, e por um raio laser de 514.5 nm para medição por LIF, orientado segundo a perpendicular ao eixo maior do volume de controlo de velocidade. Em Johnson and Bennett (1981) e Owen (1976a) a LDA e LIF partilham o volume de controlo, mas a recolha de luz é efectuada em separado, sendo o sinal de fluorescência recolhido em *backscatter* e o sinal de velocidade em *forward-scatter*. Nestes casos, apesar da medição de velocidade e concentração ser efectuada em simultâneo, não existe a garantia que a informação recolhida seja originária do mesmo ponto do escoamento.

Para haver a garantia que os sinais de velocidade e concentração são originários do mesmo ponto do escoamento, as duas técnicas devem partilhar entre si a fonte de luz e os equipamentos ópticos emissor e de recolha de luz, como acontece, por exemplo, em Durst and Schmitt (1984) e Lemoine et al. (1996). Neste caso a luz do sinal de LIF é recolhida a partir do volume de controlo definido pelo cruzamento dos dois raios associados ao funcionamento do sistema de LDA. Desta forma, porque as duas técnicas partilham o mesmo volume de controlo, a resolução espacial é igual. Esta configuração oferece ainda a garantia que o sinal de fluorescência não é originário de qualquer outra posição ao longo dos raios incidentes, porque o sinal de velocidade só pode ser originário do interior do volume de controlo, única região dos raios onde existem franjas. Esta é uma dificuldade da LIF, quando se mede ao longo de um único raio e não há a certeza da posição real de recolha de sinal.

Para maximização da intensidade de fluorescência, a frequência da luz radiada pelo laser deve ser próxima do pico do espectro de absorção da substância fluorescente (figura 1.2). O fotodetector e o sistema óptico associado devem ser sensíveis à gama de comprimentos de onda do raio laser e da emissão dos traçadores fluorescentes. A estabilidade da luz emitida e o comprimento de onda são indispensáveis para a utilização de um laser em LIF, onde o sinal é analisado em função da sua amplitude. A luz originária do volume de controlo, após ser recolhida pelo sistema óptico, é separada em duas componentes com comprimento de onda diferente. Uma cujo comprimento de onda é igual ao da luz do laser, correspondente à luz dispersa pelas partículas do escoamento que passam pelo volume de controlo, e outra de comprimento de onda igual ao pico do espectro de emissão da substância florescente utilizada, emitida pelas moléculas que se encontram no volume de controlo.

O tempo necessário para que uma molécula de substância fluorescente reaja à excitação pelo raio laser é cerca de 4 ns (subsecção 1.2.2.1) e para a dimensão usual dos volumes de controlo utilizados em LDA (por exemplo, 0.970 mm na tabela 3.1), uma molécula de rodamina B que fosse excitada pela luz laser no interior do volume de controlo só poderia vir a emitir fluorescência numa região exterior ao volume de controlo se se movimentasse a uma velocidade superior a 18×10^3 m/s, o que é impossível. Pela mesma razão, uma molécula excitada fora do volume de controlo, não poderá vir a emitir fluorescência no interior do volume de controlo. Desta forma se conclui, que os sinais de velocidade e concentração medidos em simultâneo, são efectivamente oriundos da mesma região do escoamento.

Para uma frequência desviatória (*shift*) pela célula de *Bragg* igual a 40 MHz, usual em muitos sistemas LDA, uma região plana do volume de controlo com espessura igual à da franja apresenta ciclos alternados com e sem luz de 25 ns de duração. Este valor é superior aos tempos de vida da fluorescência da rodamina B (aproximadamente 4 ns) e a existência de um *shift* num dos raios não influencia

a intensidade do sinal de fluorescência.

A igualdade das resoluções temporais está assegurada porque o tempo de resposta da emissão de fluorescência (4 ns) é inferior à resposta do diferente equipamento, e é possível determinar flutuações de concentração de frequência até 250 MHz, valor excessivo mesmo em misturas turbulentas.

1.2.4 Características do sinal de fluorescência

A LIF tem muitas semelhanças com a nefelometria por traçador (*marker nephelometry*), técnica usada também para medição de mistura e flutuação de concentração de traçadores. Esta técnica consiste na detecção por uma sonda óptica, baseada nos princípios de dispersão de luz, de partículas previamente introduzidas no escoamento (Becker, 1977). Ambas as técnicas, LIF e nefelometria, lidam com medição de intensidade de luz e muitas das análises de fenómenos de dispersão de luz, como os encontrados na nefelometria, são extensíveis à LIF. Por esta razão, na análise que se segue adopta-se a formulação de Becker (1977), estabelecida para um sinal de nefelometria, adaptada a um sinal de fluorescência.

1.2.4.1 Resolução espacial

Em cada instante, o sinal de fluorescência consiste num sinal óptico emitido do volume de controlo, o qual é posteriormente recolhido pelo sistema óptico e convertido num sinal eléctrico de saída do fotomultiplicador. A intensidade de luz fluorescente detectada pelo sistema óptico de recolha de sinal (I_r), é proporcional à luz fluorescente emitida do volume de controlo (I_f) e corresponde à média volumétrica da concentração nesse volume de controlo (Becker et al., 1967),

$$\overline{I_r} = \Omega \int \overline{C}\, dV \tag{1.3}$$

e a sua flutuação é dada por,

$$\overline{i_r^2} = \Omega^2 \overline{\left[\int c'\, dV\right]^2} \tag{1.4}$$

em que Ω é a eficiência óptica do sistema de detecção de luz, V é o volume do volume de controlo e $\overline{C}$ e c' são a concentração média e flutuação da concentração do traçador no interior do volume de controlo. No caso de existir um gradiente de concentração no volume de controlo, e do volume de controlo não ser abrangido na totalidade pelo traçador fluorescente, a capacidade de resolução do sistema de medida está limitada pela dimensão do volume de controlo.

1.2.4.2 Tipos de ruído

O sinal de fluorescência é convertido por um fotomultiplicador num sinal eléctrico de saída, que engloba outras parcelas, que por não serem função directa ou única da concentração do traçador no volume de controlo são designadas por ruído (Becker et al. (1967) e Becker (1977)). Para se determinar a intensidade de corrente que depende unicamente da concentração do traçador no volume de controlo, i.e. intensidade de fluorescência recolhida (I_r), é necessária a identificação e quantificação das várias parcelas que constituem esse ruído.

Na análise que se segue será referido por vezes em separado o valor médio ($\overline{I_i}$) e flutuação instantânea (i_i) de um sinal de intensidade I_i, sendo $I_i = \overline{I_i} + i_i$.

De acordo com (Becker, 1977), podem ser identificados 5 tipos diferentes de ruído:

1. Ruído negro (*dark noise*)

   Designa-se por ruído negro a corrente do fotomultiplicador produzida sem a existência de luz incidente, como é o caso da emissão térmica. Este tipo de ruído negro é usualmente independente do fluxo de luz no cátodo e designa-se igualmente por corrente negra.

2. Ruído de flutuação da fonte de luz

   Trata-se de ruído devido a variações indesejáveis da intensidade de luz emitida pelo laser, que afectam em especial a medição de flutuações de concentração do traçador fluorescente no volume de controlo.

3. Ruído óptico de fundo

   Trata-se de ruído originado por luz de fontes estranhas ao processo de medição (por exemplo, luz ambiente), que embora de comprimentos de onda diferentes do da luz fluorescente, consegue atravessar os elementos ópticos e alcançar o fotomultiplicador.

4. Ruído electrónico (*electronic shot noise*)

   Dá-se a designação de ruído electrónico à flutuação presente numa corrente eléctrica. Num fotomultiplicador, cerca de 80% do ruído electrónico é originado no fotocátodo, onde a corrente é menos intensa. É aconselhável tornar a corrente do cátodo do fotomultiplicador elevada, filtrando posteriormente o sinal, de maneira a rejeitar o ruído. Este ruído é branco, ou aleatório, pois a sua densidade espectral é independente da frequência.

5. Ruído óptico de atenuação

   Traduz os efeitos da atenuação do sinal devida à absorção ao longo do percurso óptico. Esta absorção resulta da combinação de 2 causas. A primeira deve-se à presença das partículas naturalmente em suspensão num escoamento, que originam a dispersão de luz incidente dos raios, diminuindo a intensidade de luz incidente no volume de controlo, à semelhança do que se verifica na nefelometria ou em técnicas de dispersão de luz (Shaughnessy and Morton, 1977). A segunda deve-se à presença de moléculas fluorescentes no escoamento, que absorvem a radiação laser incidente ao longo do percurso óptico dos raios no interior da solução, provocando a diminuição da intensidade de luz incidente no volume de controlo. Estes efeitos fazem--se ainda sentir no percurso da luz fluorescente entre o volume de controlo e a óptica do fotomultiplicador, contribuindo para a redução da intensidade de luz fluorescente detectada.

   Quanto maior for a concentração de traçador fluorescente existente no percurso óptico, maior é a absorção de luz incidente e menor a intensidade de luz no volume de controlo, o que reduz a intensidade de luz fluorescente emitida a partir deste. Este ruído depende da posição do volume de controlo no escoamento e é modulado pelas flutuações de concentração ao longo do percurso óptico. A redução da resposta I do fotodetector é dada por $I\left(1-\tau_{mf}\right)/\tau_{mf}$, sendo τ_{mf} o quociente entre a resposta real do fotodetector e a sua resposta no caso de não existir absorção. Este ruído pode ser desprezado para concentrações que conduzam a valores $1-\tau_{mf} \ll 1$.

1.2.4.3 Sinal do fotomultiplicador

A resposta média total do fotomultiplicador, representada pela corrente média do seu ânodo ($\overline{I_A}$), é afectada unicamente por 2 dos 5 tipos de ruído referidos: a radiação de fundo ($\overline{I_b}$) e a corrente negra ($\overline{I_d}$). Para lasers a funcionar no modo de potência, i.e. em que a intensidade de luz laser emitida se mantém constante, a influência da flutuação da fonte de luz traduz-se unicamente na flutuação do sinal de fluorescência recolhido. O ruído electrónico não apresenta valor médio e o ruído óptico de atenuação, quando existe, traduz-se na variação da intensidade do sinal de fluorescência recolhido (I_r). Assim, a resposta média total do fotomultiplicador é constituída pela soma das intensidades de corrente associadas ao sinal de fluorescência recolhido ($\overline{I_r}$), à radiação de fundo ($\overline{I_b}$) e à corrente negra ($\overline{I_d}$),

$$\overline{I_A} = \overline{I_r} + \overline{I_b} + \overline{I_d} \,. \tag{1.5}$$

Usualmente as intensidades de corrente produzidas no fotomultiplicador pela radiação de fundo e pela luz fluorescente recolhida do volume de controlo são es-

tatisticamente estacionárias e independentes. Supondo que o ruído óptico de atenuação é desprezável, a média quadrática da flutuação da corrente é dada por,

$$\overline{i_A^2} = \left\{ \overline{i_r^2} + 2\overline{i_r i_b} + \overline{i_b^2} + \overline{i_0^2} + \overline{i_{esn}^2} \right\} \tag{1.6}$$

sendo $\overline{i_b^2}$ a flutuação da radiação de fundo e $\overline{i_0^2}$ a flutuação da fonte de luz. A flutuação da radiação recolhida ($\overline{i_r^2}$) é igual à flutuação turbulenta da concentração no volume de controlo ($\overline{i_f^2}$). Consideram-se englobadas no ruído electrónico $\overline{i_{esn}^2}$ as flutuações da radiação de fundo e da corrente negra (Becker, 1977). O termo de covariância $\overline{i_r i_b}$, entre as flutuações da luz fluorescente recolhida e da radiação de fundo, sendo difícil de medir ou prever pode ser limitado por,

$$\left| \overline{(i_r i_b)} \right| < \sqrt{\left(\overline{i_r^2}\ \overline{i_b^2} \right)}. \tag{1.7}$$

Como correspondem a flutuações de comprimento de onda diferente, elas não são correlacionadas, verificando-se que $\overline{i_r i_b} \ll \overline{i_r^2}$ ou $\overline{i_b^2}$, e este termo pode ser desprezado.

Relativamente às medições de concentração por LIF nesta tese, na análise do sinal de fluorescência as parcelas do ruído de radiação de fundo (I_b) e do ruído negro (I_d) foram englobadas numa única parcela, designada por nível zero (I_{nz}). Este ruído de nível zero é a intensidade de luz medida pelo fotomultiplicador, sem traçador fluorescente no volume de controlo e era dado em termos médios por,

$$\overline{I_{nz}} = \overline{I_b} + \overline{I_d} \tag{1.8}$$

e a sua flutuação média quadrática por,

$$\overline{i_{nz}^2} = \overline{i_b^2} + \overline{i_0^2} + \overline{i_{esn}^2}\ . \tag{1.9}$$

Assim a intensidade de fluorescência recolhida média podia ser determinada através de,

$$\overline{I_r} = \overline{I_A} - \overline{I_{nz}} \tag{1.10}$$

e a sua flutuação por,

$$\overline{i_r^2} = \overline{i_A^2} - \overline{i_{nz}^2}\ . \tag{1.11}$$

1.3 Estrutura do escoamento de jactos coaxiais

A geometria de jactos coaxiais é constituída por um jacto circular interior e um escoamento anelar, que o envolve, ao qual se dá por vezes a designação de jacto anelar.

O escoamento de jactos coaxiais é com frequência entendido como se fosse formado por quatro regiões distintas (figura 1.3), cuja extensão e características dependem da existência ou não de confinamento e dos parâmetros a seguir referidos.

Para números de Reynolds suficientemente elevados, o parâmetro principal do escoamento é a razão $\rho_a U_a^2/\rho_{in} U_{in}^2$ entre as quantidades de movimento por unidade de volume dos dois escoamentos, anelar e interior (Rehab et al., 1997). Este parâmetro transforma-se na razão de velocidades, U_a/U_{in}, quando os dois escoamentos possuem igual massa específica ($\rho_a = \rho_{in}$).

Além deste parâmetro, que domina a região inicial do escoamento, são ainda de referir, embora de menor importância, o quociente entre as áreas dos jactos interior e anelar, a espessura da parede do tubo que separa o escoamento interior e o escoamento anelar e a forma dos perfis de velocidade média na secção inicial (Rehab et al., 1998). Os estudos do escoamento de jactos coaxiais analisam frequentemente a influência da variação da razão de velocidades ou da intensidade da camada de corte ($|U_a/U_{in} - 1|$), considerando o efeito do número de Reynolds de menor importância (Rehab et al., 1997).

O trabalho de Villermaux and Rehab (2000) sugere que para $U_a/U_{in} > 1$ as duas quantidades necessárias para explicar o processo de mistura são a taxa de elongação

$$\gamma = 2\frac{U_a - U_{in}}{D - d_1}. \tag{1.12}$$

e a espessura de vorticidade inicial

$$\delta \sim (D - d_1)\, Re^{-1/2} \tag{1.13}$$

para Re calculado com base na velocidade axial média U_a e na dimensão anelar $(D - d_1)/2$.

Na região inicial do escoamento (região 1, na figura 1.3) o jacto interior e o escoamento envolvente apresentam núcleos centrais (*potential cores*) caracterizados por um escoamento invíscido com um perfil de velocidades uniforme. Entre o escoamento interior e anelar existe uma camada de mistura ou de corte (camada c_1, na figura 1.3), cuja evolução, semelhante à existente entre dois escoamentos paralelos não confinados (Patel, 1996), determina a extensão das diferentes

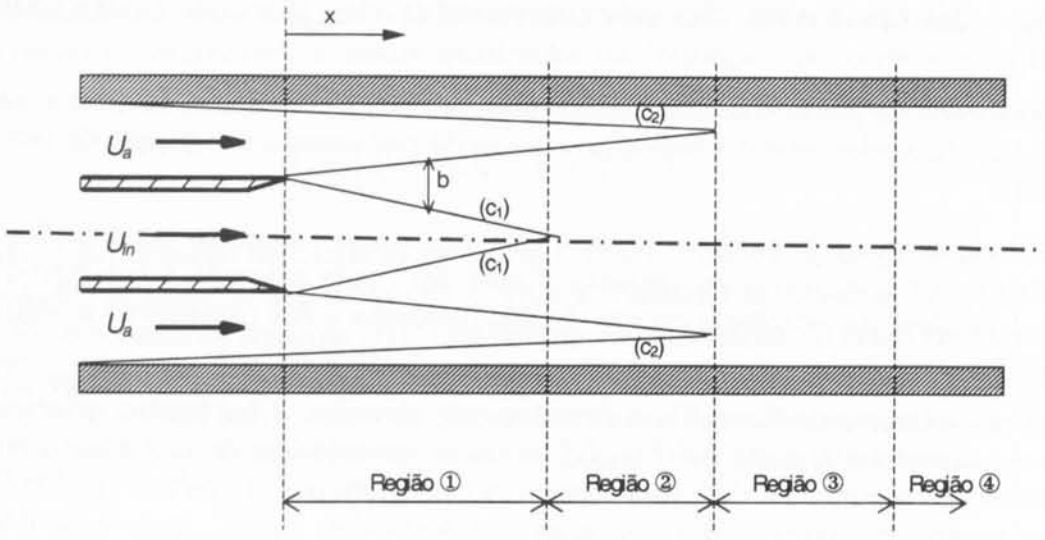


Figura 1.3: Regiões de um escoamento de jactos coaxiais confinados (U_{in} e U_a são as velocidades axiais médias nos escoamentos interior e anelar)

regiões do escoamento. Fazendo depender o desenvolvimento da camada de corte exclusivamente da razão de velocidades médias e considerando um escoamento em que $U_a/U_{in} < 1$, a largura (b) da camada de corte entre o escoamento interior e anelar pode ser estimada (Patel, 1996) através de,

$$b = c\frac{1 - U_a/U_{in}}{1 + U_a/U_{in}}x \tag{1.14}$$

sendo x a distância para jusante da saída e c um parâmetro empírico entre 0.2 e 0.3. Devido à mistura, ocorre um incremento de pressão, que depende apenas da geometria e da razão de velocidades inicial, visto desprezarem-se as tensões tangenciais na parede (Gibson, 1986).

Dahm et al. (1992) mostram como o campo próximo da saída é afectado pela interacção entre as camadas de corte interior e exterior. Aumentando a gama das velocidades médias, para igual razão de velocidades, identificam a redução da taxa de crescimento da camada exterior. A camada de corte interior desenvolve um conjunto de vórtices, antes que surjam interacções com os vórtices da camada exterior, o que resulta num núcleo central do jacto interior mais extenso.

Para uma dimensão anelar fixa nesta região a distância a que se observa o primeiro enrolamento (*roll up*) da camada de corte é função do número de Reynolds. Quanto menor for o comprimento de instabilidade (estruturas iniciais de menor dimensão) mais rapidamente se atinge a escala dissipativa do escoamento. Para maiores números de Reynolds, a dimensão inicial das estruturas na

camada de corte que serão posteriormente esticadas e misturadas é menor que a escala $(D - d_1)/2$ em que se verifica a taxa de elongação γ (1.12). Isto evita que a instabilidade de corte seja amortecida pela difusão viscosa. Esta indicação que o número de Reynolds pode afectar a estrutura da mistura entre os dois escoamentos (Dahm et al. (1992) e Villermaux and Rehab (2000)) é analisada mais à frente, na secção 4.6, com base nos nossos resultados.

Esta região inicial termina quando a camada de corte (c_1) provoca o desaparecimento do núcleo central do jacto interior. Existe alguma disparidade na literatura quanto ao critério para determinar a extensão do núcleo central. Ko and Au (1981) utilizam a distância da saída (ou secção inicial) do jacto interior a que a velocidade média no eixo é superior à velocidade na saída. Rehab et al. (1998) consideram a distância da saída a que a velocidade axial média atinge o seu valor mínimo, e Champagne and Wygnansky (1971) utilizam a distância da saída a que a intensidade de turbulência axial no eixo é máxima. Villermaux et al. (1994) consideram a extensão em que a variação da velocidade média axial em relação à velocidade na saída se mantém inferior a 1 %. Gibson (1986), por exemplo, refere que a região inicial só termina após ter desaparecido o núcleo central do escoamento interior e os perfis de velocidade média do escoamento terem adquirido características de semelhança.

Na região seguinte, designada região intermédia (região 2, na figura 1.3), verifica-se o aumento da espessura da camada limite na parede exterior até à união das camadas limite da parede (camada c_2, na figura 1.3) e de corte (camada c_1). Esta região termina quando desaparece o núcleo central do escoamento anelar. Este núcleo central depende da dimensão anelar $(D - d_1)/2$, e em escoamentos não confinados é independente da razão de velocidades (Rehab et al., 1998). A região intermédia pode incluir a jusante uma zona onde existe recirculação do escoamento perto da parede, caso todo o escoamento anelar seja assimilado pelo escoamento interior, sem que este último escoamento tenha atingido a parede.

Uma terceira região a jusante (região 3, na figura 1.3) corresponde ao escoamento no interior de um tubo, em evolução até se tornar completamente desenvolvido. Nesta região é de esperar dependência do número de Reynolds, já que toda a memória do escoamento anterior de jactos coaxiais terá desaparecido.

Por último, refere-se a região correspondente ao escoamento estabelecido no interior de um tubo (região 4, na figura 1.3). O estabelecimento do escoamento completamente desenvolvido num tubo cilíndrico ocorre a uma distância da secção inicial ou de entrada do escoamento próxima entre 25 e 45 diâmetros internos do tubo, de acordo com experiências de Nikuradse (Schlichting, 1987). Esta distância L_e da entrada, é proporcional ao número de Reynolds desse escoamento, e pode

ser dada por uma expressão do tipo (e.g., White (1986)),

$$\frac{L_e}{D} \approx 4.4\,\mathrm{Re}^{\frac{1}{6}} \tag{1.15}$$

em que o número de Reynolds é definido por $\mathrm{Re} = UD/\nu$, com U a velocidade média do escoamento, D o diâmetro interno do tubo e ν a viscosidade cinemática do fluido. Na geometria de jactos coaxiais, a distância a que se obtém um escoamento com as características do escoamento no interior de um tubo, depende principalmente da razão de velocidades do escoamento e da extensão das regiões anteriores.

Existem geometrias de jactos coaxiais, em que os jactos podem ser confinados numa conduta de diâmetro superior ao diâmetro do escoamento anelar. Este escoamento apresenta características semelhantes ao de uma expansão súbita, com complexidade adicional derivada da interacção entre o jacto interior e o escoamento anelar (Johnson and Bennett (1981) e Johnson and Bennett (1984)) normalmente acompanhada da existência de uma zona de recirculação. Outras geometrias são não confinadas (Champagne and Wygnansky, 1971), e os jactos descarregam num fluido em repouso sendo comparáveis a jactos simples quando a razão de velocidades média do jacto interior e do jacto anelar é igual a 1.

1.4 Revisão bibliográfica breve

Os princípios básicos da técnica de LIF e as características gerais de um escoamento de jactos coaxiais foram apresentados nas secções 1.2 e 1.3. Nesta secção faz-se uma revisão bibliográfica breve orientada para o estado do conhecimento relativo às técnicas experimentais de medição de concentração (subsecção 1.4.1) e ao estudo do escoamento de jactos coaxiais (subsecção 1.4.2), caso particular a que a LIF foi aplicada e motivo do capítulo 4 desta tese.

1.4.1 Técnicas experimentais de medição de concentração

Há diversas técnicas de medição que permitem o estudo de campos escalares em escoamentos de fluidos. Os campos escalares de interesse em Mecânica dos Fluidos são usualmente campos de temperatura ou de concentração e, porque o transporte turbulento de calor e de concentração se baseiam em princípios semelhantes, utiliza-se por vezes a temperatura para simular um contaminante escalar passivo, desde que esta não altere as propriedades físicas do fluido. Por exemplo, a utilização de salinidade ou de calor como traçadores de um jacto turbulento a descarregar num ambiente parado, converte este jacto numa pluma para distân-

cias à origem superiores a 100 diâmetros iniciais (Papanicolaou and List, 1988), inviabilizando o estudo em regiões afastadas da origem do escoamento.

A medição de concentração em escoamentos turbulentos, para além da concentração média inclui a medição de flutuações turbulentas de concentração. Para que isto seja possível, um sistema deve satisfazer um conjunto de exigências diversas (Tavoularis, 1986):

1. Resolução espacial

   A concentração, à semelhança do que acontece com a energia cinética turbulenta, é transportada inicialmente pelos turbilhões de maior dimensão até às pequenas escalas da turbulência, e posteriormente a mistura ocorre por difusão molecular. Uma adequada resolução espacial deve permitir medições até às pequenas escalas, da ordem da microescala de Kolmogorov de comprimento $(\nu^3/\epsilon)^{1/4}$, em que ν é a viscosidade cinemática (m^2s^{-1}) e ϵ a taxa de dissipação de energia por unidade de massa (m^2s^{-3}) (Tennekes and Lumley, 1972). Em escoamentos com número de Schmidt elevado, a difusão da quantidade de movimento é superior à difusão de concentração, e como consequência as flutuações de concentração apresentam menores escalas de comprimento do que as flutuações de velocidade, exigindo resolução espacial maior na medição de concentração do que na velocidade (Bennani et al., 1990).

2. Resolução temporal

   Os acontecimentos turbulentos apresentam escalas temporais da ordem de algumas dezenas de μs, correspondentes à microescala de Kolmogorov de tempo $(\nu/\epsilon)^{1/2}$, razão pela qual o sistema ideal deve ser capaz de medir até frequências próximas de 1 MHz. É igualmente importante que o sistema de medição apresente características de estabilidade ao longo de períodos de tempo suficientemente longos que permitam o cálculo de médias estatísticas com significado.

3. Gama de funcionamento

   A técnica deve funcionar numa gama de amplitude que permita a medição de concentrações iniciais elevadas e de concentrações muito inferiores após diluição.

4. Linearidade

   Como as medições de turbulência envolvem sempre o cálculo de quantidades estatísticas, é necessário calcular os valores médios dos sinais de saída dos transdutores utilizados. Se estes sinais não forem lineares, a medição de estatísticas de turbulência é afectada por uma incerteza elevada.

5. Perturbação do escoamento

   É desejável que o acto da medição não perturbe o escoamento, nem altere as propriedades do fluido escoado.

O estudo do campo de concentração de um escoamento é possível através da recolha de amostras de fluido e da sua análise posterior por meios químicos, físicos ou ópticos. No entanto, porque as resoluções temporal e espacial só possibilitam a determinação do valor médio da concentração, este procedimento não é adequado para a determinação das flutuações turbulentas de concentração. Como alternativa, mede-se concentração utilizando sondas de detecção. Estas sondas podem ser mecânicas ou ópticas, e produzem um sinal eléctrico ou óptico em resposta ao campo de concentração do escoamento. Nas subsecções que se seguem caracterizam-se as técnicas de medição de concentração através de sondas de detecção mecânica e sondas de detecção óptica, atendendo às 5 exigências acima descritas. Uma descrição mais aprofundada das técnicas e colectâneas da diferente instrumentação podem ser encontradas por exemplo em Tavoularis (1986) e Goldstein (1996).

1.4.1.1 Técnicas de detecção mecânica

As técnicas de detecção mecânica exigem a colocação de sondas mecânicas no ponto do escoamento sujeito à medição. Estas sondas têm a desvantagem de perturbar o escoamento, não verificando o 5^o critério de exigência, e apresentam igualmente algumas limitações referentes à sua resposta em frequência (2^o critério).

No que diz respeito à medição de temperatura, os sensores mais importantes são os termopares (Diller and Tien, 1996), constituídos por fios com diâmetros entre 0.002 e 0.32 cm, e cuja resolução temporal máxima é próxima de 2 a 10 ms. Os instrumentos com melhor resposta de frequência são termómetros de resistência fina, montados em sondas de fio quente, aos quais se dá por vezes a designação de fio frio, e que apresentam diâmetros entre 0.25 e 2 μm e comprimentos entre 0.5 e 2 mm, com resposta temporal da ordem de vários kHz. Por esta razão, nas suas medições de dispersão de escalares e difusão um jacto turbulento, Tong and Warhaft (1995) recorrem a um termopar para medir a temperatura média e a fios de resistência para medir flutuações de temperatura. Os fios frios podem ser combinados com sondas de fio quente (e.g., Chevray and Tutu (1978) e Antonia and Bilger (1976)) permitindo a medição simultânea de temperatura e velocidade. Outra possibilidade corresponde à utilização de 2 sondas de fio frio montadas em paralelo (Anselmet and Antonia (1985) e Antonia and Mi (1993)), para medir o gradiente de temperatura em cada uma das 3 direcções ortogonais, em simultâneo com o valor da derivada temporal da temperatura. Esta configuração permite

a quantificação das 3 componentes da dissipação média de temperatura, como forma de averiguar o desvio da isotropia local.

Na medição de temperatura, utilizam-se igualmente instrumentos designados por *thermistor*, que são sondas constituídas por materiais semi-condutores, cuja resistência apresenta variações 1 ou 2 ordens de grandeza superiores quando sujeitas a uma pequena variação de temperatura. Sondas deste tipo, com resolução temporal de 0.014 s e espacial de 0.2 mm, foram utilizadas por Papanicolaou and List (1987) em medições num jacto turbulento. No entanto, este trabalho conclui sobre a inadequação destas sondas para estudos de diluição devido às dificuldades na sua utilização em regiões do escoamento a uma distância da origem do jacto superior a 40 diâmetros iniciais (3^o critério).

Em relação à medição de concentração, podem utilizar-se sondas de condutividade, que permitem determinar concentrações iónicas em escoamentos turbulentos de soluções aquosas. No entanto estas sondas apresentam resoluções espacial (1 mm) e temporal (até 200 Hz) limitadas (Bennani et al., 1990).

1.4.1.2 Técnicas de detecção óptica

A escolha de técnicas ópticas em detrimento de técnicas como a medição de temperatura através de fio frio deve-se ao mesmo tipo de razões que fazem com que, na medição de velocidade, a anemometria laser *Doppler* seja preferível ao fio quente: não existe interferência com o escoamento, é possível a utilização em ambientes hostis e em locais de acesso difícil, a necessidade de calibração é mínima ou inexistente e existe uma boa resposta linear e de frequência (Becker, 1977). A utilização de traçadores adequados a técnicas de detecção óptica, como são por exemplo as substâncias fluorescentes, permite a análise dos escoamento em campos afastados da secção inicial, porque ao contrário do calor ou salinidade não alteram a densidade e características do escoamento. Além disto, as técnicas de detecção óptica podem ser utilizadas para medições não só pontuais mas também ao longo de linhas (designadas por *arrays*) ou em planos, à semelhança do que acontece com o PIV (*Particle Image Velocimetry*). Normalmente as técnicas ópticas possuem resolução espacial inferior a 0.1 mm^3 e temporal inferior a 10 ns; valores superiores aos das técnicas de detecção mecânica (Diller and Tien, 1996).

De entre estas técnicas referem-se técnicas aplicadas na medição de concentração de traçadores em gases: as dispersões de Rayleigh, Mie e Raman; e as técnicas de fluorescência aplicadas na medição de concentração de traçadores: espectroscopia fluorescente e fluorescência induzida por laser, geralmente utilizadas em fluidos sendo a sua aplicação em escoamentos gasosos pouco frequente (ver por exemplo King et al. (1999)).

As técnicas de dispersão Rayleigh e dispersão Mie utilizam a intensidade da luz dispersa por partículas traçadoras adicionadas ao escoamento para a determinação do valor médio e das flutuações de concentração do traçador, permitindo o estudo da mistura turbulenta. As dispersões Rayleigh e Mie são processos elásticos, i.e. a radiação dispersa não apresenta diferenças de energia ou de frequência em relação à radiação incidente. A distinção entre estas duas técnicas prende-se com a relação entre o comprimento de onda da radiação excitante e a dimensão da partícula que dispersa a luz: quando a dimensão média da partícula é inferior à da radiação incidente trata-se de dispersão Rayleigh, caso contrário trata-se de dispersão Mie.

A dispersão Rayleigh utilizando um laser como fonte de luz (LRS, *Laser Rayleigh Scattering*) é adequada ao estudo do campo turbulento de concentração, por exemplo originado pela mistura de um jacto turbulento gasoso com gás ambiente em repouso num reservatório (Dowling and Dimotakis, 1990). A sua combinação com um sistema convencional de LDA permite a medição simultânea em escoamentos gasosos de velocidade e concentração (Ferrão and Heitor, 1998). À semelhança do que acontece com a LIF (ver mais à frente) a dispersão de Rayleigh pode ser aplicada em medições em planos de luz (Buch and Dahm, 1998).

Na dispersão Mie ou nefelometria por traçador, as partículas são homogéneas e esféricas e possuem dimensão arbitrária de dimensão média superior a 0.5 μm. A luz é dispersa de uma forma praticamente instantânea (após um período de tempo inferior a 10^{-15} s) e como consequência a intensidade de luz dispersa é anisotrópica, à semelhança do que acontece com a luz dispersa para medição de velocidade. Esta técnica pode ser considerada uma técnica de percurso, porque a concentração de partículas traçadoras deve ser baixa para evitar fenómenos de absorção e de dispersão ao longo do percurso óptico, de maneira a que a intensidade de luz dispersa seja directamente relacionada com o número de partículas efectivamente presente no volume de controlo. No entanto, é igualmente necessário um grande número de partículas para evitar flutuações da distribuição dos tamanhos das partículas no volume de controlo. Em conjunto com a exigência da resolução espacial, para que se possa considerar uma medição pontual, a utilização desta técnica exige a resolução inicial de um problema de optimização. A fonte de luz pode ser uma lâmpada (arco, tungsténio ou de descarga de gás) (Becker et al., 1967) ou um laser (Shaughnessy and Morton, 1977), sendo as medições efectuadas num ponto ao longo do raio de luz incidente que atravessa o escoamento. A aplicação desta técnica num jacto livre turbulento (Becker et al., 1967) permite concluir sobre a sua aplicabilidade no estudo da turbulência em regiões convectivas do escoamento e as suas limitações em regiões onde a difusão molecular é importante.

A dispersão Raman é um processo inelástico, i.e. a luz dispersa é de diferente comprimento de onda da luz incidente. Quando um fotão de luz é absorvido, um

electrão salta para um nível vibracional mais elevado e depois regressa para um nível diferente do inicial. Esta técnica engloba a dispersão de Raman vibracional, quando os fotões dispersos apresentam variação de energia de acordo com os níveis vibracionais; a dispersão de Raman rotacional, quando a variação de energia é devida aos estados rotacionais; e a dispersão de Raman electrónica, quando se deve aos estados electrónicos (Diller and Tien, 1996). A técnica de espectroscopia coerente anti-stokes Raman (CARS, *Coherence Anti-Stokes Raman Spectroscopy*) utiliza três raios laser incidentes com frequências diferentes (ω_1 e ω_2), sobrepostos ou paralelos, que são focados num ponto do escoamento. Assim gera-se um campo de polarização que produz radiação coerente de frequência $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ e a medição das propriedades do fluido é obtida a partir da intensidade da radiação CARS ou da forma espectral desta radiação.

Fluorescência Induzida por Laser. De entre as várias técnicas de detecção óptica apresentadas, salientamos a fluorescência induzida por laser, devido à sua utilização no presente trabalho. Nos trabalhos que utilizam esta técnica diferem os sistemas ópticos, o tipo de medição (medição pontual, ao longo de uma linha ou num plano) e a conjugação com técnicas de medição de velocidade.

A fluorescência induzida por laser engloba técnicas com a espectroscopia fluorescente, cujas capacidades são aferidas por Wild et al. (1987), comparando-a com outros métodos fotofísicos de medição de temperatura e concentração. A espectroscopia fluorescente permite estudar, por exemplo, a mistura turbulenta em reactores sujeitos a agitação contínua (Gaskey et al., 1990), com uma resolução espacial próxima de 30 μm e temporal até frequências de 5 kHz. Este é o primeiro trabalho de espectroscopia fluorescente em que se investiga a influência do ruído e da variação da intensidade de luz laser incidente, e em que a intensidade de fluorescência é considerada com um processo de Poisson. Idêntica concepção experimental é utilizada por André et al. (1991), que concluem sobre a possibilidade de utilizar esta técnica na medição de flutuações de concentração no escoamento num canal com turbulência gerada por uma grelha.

A utilização da LIF como uma técnica da Mecânica dos Fluidos apresenta duas vertentes, na primeira esta técnica é utilizada qualitativamente na visualização de escoamentos, e na segunda quantitativamente na medição de concentração e respectivas flutuações. As bases para a aplicação da fluorescência ao estudo do transporte turbulento de escalares são estabelecidas por Walker (1987). Este trabalho identifica a dependência entre a intensidade de fluorescência e a temperatura, pH, concentração do traçador (fluorescina) e intensidade laser incidente. A medição de fluorescência é pontual, utilizando um único raio laser. Para quantificar a atenuação do raio laser por fenómenos de absorção, o raio de luz laser incidente é dividido em dois, sendo um utilizado para monitorizar a intensidade de luz laser e o outro focado no interior da secção de teste. A dependência do pH

da fluorescina permite analisar escoamentos em que existe uma reacção química ácido-base.

Os traçadores fluorescentes mais utilizados são a fluorescina, rodamina B e rodamina 6G, e a sua adequação à medição de concentração através de LIF em soluções aquosas é analisada por Arcoumanis et al. (1990). Como resultado são atribuídas à rodamina B características de estabilidade superiores às da fluorescina e uma resposta linear da fluorescência à radiação incidente para concentrações inferiores a 0.08 mg/L. No entanto, verifica-se a utilização da fluorescina na maioria dos trabalhos publicados.

No texto que se segue a medição quantitativa de concentração através de LIF é apresentada, sendo os trabalhos classificados em função da medição pontual, ao longo de uma linha ou num plano.

Medição pontual. O sistema óptico utilizado por Miller and Dimotakis (1991) e Miller and Dimotakis (1996) engloba um único raio laser, focado no interior da secção de teste, por forma a que a utilização da sua secção de largura mínima possibilite a obtenção de um pequeno volume de controlo. Este tem uma forma cilíndrica, com 80 μm de diâmetro e 50 μm de comprimento, dimensões definidas por um filtro espacial colocado no percurso óptico de recolha de luz fluorescente. Este filtro possibilita a visualização da mesma porção da secção de teste mesmo que, devido a efeitos de variação do índice de refracção, o raio laser varie levemente a sua posição. Estes valores, em conjunto com uma resolução temporal igual a 1.48 ms, correspondente a frequências até 675 Hz, possibilitam a análise espectral de jactos turbulentos através de LIF, utilizando a fluorescina como traçador fluorescente.

Uma utilização diferente da técnica de LIF foi apresentada por Stevenson et al. (1976), integrando a fluorescência na anemometria laser *Doppler* convencional, como forma de aumentar a relação sinal/ruído nas medições de velocidade. Desta forma, o sistema óptico utilizado era semelhante a um sistema convencional de medição de velocidade com célula de *Bragg*, diferindo no facto de possuir um filtro na óptica receptora, para garantir que só chegava ao fotomultiplicador o sinal de fluorescência. Este era então analisado em termos de frequência e não de intensidade. Esta técnica possibilitava fazer uma filtragem óptica do sinal, evitando-se assim o sistema convencional com o qual em algumas localizações se obtinha um sinal de ruído de elevada intensidade, que dificultava a medição de um bom sinal de velocidade. Stevenson et al. (1976) analisam a intensidade de sinal de fluorescência, e as diferentes possibilidades de substâncias fluorescentes traçadoras e respectivos solventes. Identificam ainda a gama de concentrações em que existe uma relação linear entre sinal e concentração, tendo comparado as intensidades de sinal em *forward* e *backscatter*. Este artigo representa um bom

contributo para as capacidades da fluorescência induzida por laser como técnica quantitativa.

Medição ao longo de uma linha. Um sistema óptico com um raio laser focado vectorialmente num conjunto de pontos formando uma linha, permite passar de um sistema pontual de medição de concentração de um traçador por LIF, para uma medição simultânea ao longo de uma direcção do escoamento, e facilita a quantificação da absorção da luz laser incidente, quando o sistema é calibrado para uma concentração conhecida (Koochesfahani, 1984). Este sistema óptico é constituído por 1024 fotodíodos associados em linha, cujos sinais são adquiridos simultaneamente com resolução temporal de 0.8 ms e espacial de 100 μm. Este sistema foi aplicado em estudos de diluição, com resolução espacial igual àquela que é a dimensão do volume de controlo. A sua aplicação em estudos de reacção química, permitiu estender a resolução espacial à escala molecular (Koochesfahani and Dimotakis, 1986). Esta reacção ácido-base tem a vantagem de ser reversível, i.e. o sinal de fluorescência é emitido quando o pH da solução é superior a um determinado valor (mais base) e deixa de o ser quando o pH da solução se torna inferior a esse valor (mais ácido). Estas medições foram efectuadas numa camada de mistura entre dois escoamentos paralelos de diferente velocidade média, atravessada pelo raio laser.

Papantoniou (1986) utiliza igualmente medições ao longo de uma linha, mas no escoamento de um jacto vertical e utilizando a rodamina 6G como traçador. Neste trabalho é visível preocupação com a resposta do sistema e problemas como a linearidade, sensibilidade do sistema e absorção ao longo do percurso do raio no interior do escoamento.

Walker and Tiederman (1989) utilizaram um feixe laser que atravessava o escoamento, para analisar a concentração ao longo de uma linha. Este trabalho demonstra a possibilidade de aplicar a LIF para medir concentrações de traçadores que simulem a concentração de um polímero adicionado ao escoamento, utilizado para estudos em que se pretende reduzir a resistência ao escoamento na estrutura da turbulência na proximidade de uma parede. A medição efectuada compreendia 3 fases: na 1^a era determinado o nível zero inicial de referência, posteriormente na 2^a fase cada um dos elementos pertencentes ao *array* de fotodíodos era calibrado, utilizando uma concentração constante no interior da secção de teste e os resultados da célula de teste, a 3^a fase era a medição de intensidade de fluorescência durante cada experiência. Walker and Tiederman (1989) utilizaram a fluorescina como traçador fluorescente, e a resolução espacial do sistema correspondia a 256 fotodíodos, combinados em linha, cada um com comprimento próximo de 30.3 μm e diâmetro igual a 115 μm, afastados de 60.5 μm entre si. A medição para cada um destes fotodíodos correspondia a um tempo de integração igual a 333 ms. Walker and Tiederman (1989) observaram a diminuição

temporal do sinal fluorescente emitido pela solução fluorescina-polímero, atribuída à formação de agregados entre várias moléculas fluorescentes, e controlou este problema reduzindo-o para níveis desprezáveis durante a realização de cada experiência, agitando a solução antes da sua injecção no escoamento. A identificação de cada valor da concentração utilizado foi efectuada recorrendo à medição numa célula de atenuação, através da qual era escoado o fluido do próprio escoamento.

Medição num plano. A utilização de técnicas laser de visualização permite a obtenção de medições de campos escalares conservativos em escoamentos turbulentos. No entanto, estas técnicas não possuem resolução espacial e temporal que permita analisar a estrutura das pequenas escalas de um campo conservativo típico de escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos (Dahm et al., 1990). Por exemplo, Dahm and Dimotakis (1987) utilizam a fluorescência induzida por laser medida num plano de luz, utilizando a dependência entre o valor de pH e a fluorescência da fluorescina. Esta técnica permite analisar a mistura molecular instantânea associada à descarga de um jacto no interior de um ambiente parado, e detectar a organização das grandes escalas da mistura no campo afastado do escoamento.

Como forma de obter informação relativa às grandes escalas do escoamento, mas também em relação ao gradiente escalar e o resultante processo de mistura molecular num campo escalar conservativo com número de Schmidt superior a 1, a LIF foi utilizada em medições temporais segundo três direcções (Dahm et al., 1991). Isto foi obtido através da progressão temporal de volumes de dados tridimensionais, cada um contendo uma sequência de 256 planos de dados constituídos por 256×256 pontos cada um. Os espaçamentos entre pontos adjacentes, pertencentes a um mesmo plano, e entre planos consecutivos são inferiores à escala de difusão molecular do escoamento. Analogamente, a separação temporal entre planos adjacentes no mesmo volume de dados e entre o mesmo plano em volumes de dados consecutivos são menores que a escala temporal local de difusão molecular. Utilizando a fluorescina com traçador fluorescente, esta técnica foi aplicada com sucesso no campo afastado de um jacto turbulento, apesar da dificuldade encontrada no processamento da flutuação do sinal e na impossibilidade relatada de retirar a flutuação da corrente negra dos resultados de fluorescência.

Buch and Dahm (1996) utilizam a LIF num plano correspondente ao varrimento de um raio laser a frequência elevada, com a luz recolhida por um conjunto de 256×256 fotodíodos. A existência de fenómenos de absorção ao longo do raio laser é referida mas a sua influência é desprezada devido ao facto de se fazerem medições em pontos adjacentes, para os quais este efeito não precisa de ser contabilizado. Esta técnica permitiu o estudo de um jacto turbulento (Buch and Dahm, 1996) e de um vórtice anelar laminar (Southerland et al., 1991).

Sistema idêntico utilizando um plano de luz, com a luz fluorescente emitida pela rodamina B recolhida por uma câmara CCD de 1024×1024 pixels, foi adoptado por Catrakis and Dimotakis (1996) no estudo de um jacto turbulento. A aplicação em medições de diluição e de reacção química, utilizando a dependência da fluorescina do pH da solução aquosa, permitiu ainda o estudo de camadas de corte planas (Karasso and Mungal, 1996) e camadas de corte curvas (Karasso and Mungal, 1997).

A combinação da LIF com outras técnicas de detecção óptica. A par da sua utilização independente para a análise de fenómenos de mistura em fluidos, a LIF pode ser utilizada conjuntamente com outras técnicas ópticas para medição simultânea com velocidade ou para medição simultânea da concentração de 2 traçadores.

O desenvolvimento de técnicas ópticas para determinação de concentração sugeriu a utilização conjunta de diferentes técnicas, tendo em vista a análise do transporte turbulento. Becker (1977) sugeriu a combinação da técnica de dispersão de luz com a anemometria laser Doppler, técnica comum bem estabelecida na comunidade científica, para obter medições de covariância entre flutuações de concentração e velocidade como medição directa do transporte turbulento.

De facto, a primeira tentativa de utilização conjunta de LIF e LDA foi efectuada por Owen (1976b). O sistema óptico então utilizado possuía um único laser e óptica emissora comum, mas os sinais de concentração e de velocidade eram recolhidos separadamente, por duas ópticas independentes. Esta não é todavia a melhor configuração, porque o diferente alinhamento dos sistemas e a possibilidade do volume de controlo efectivamente observado não ser coincidente para os 2 sistemas de recolha de luz, representa uma fonte de erro adicional. O traçador era a fluorescina, e a designação atribuída à técnica foi de LIP, *Laser Induced Photoluminescence*. O estudo então realizado permitiu medições pontuais simultâneas de velocidade e concentração, assim com correlações velocidade concentração. No entanto não foi efectuado qualquer estudo relativo ao comportamento fluorescente das soluções, nomeadamente, questões como ruído óptico de atenuação e a influência de outros tipos de ruído.

Lacuna idêntica encontra-se na medição conjunta de concentração e velocidade através das técnicas de LIF e LDA, efectuada por Johnson and Bennett (1981). Os sinais ópticos, teoricamente provenientes de um mesmo volume de controlo, eram recolhidos em *forward-scatter* e em *backscatter*, no caso dos sinais de velocidade e concentração, respectivamente. O traçador utilizado foi a fluorescina, e existia um intervalo de tempo entre a aquisição do sinal de velocidade e de concentração. Para evitar um erro sistemático nas medições por estatísticas de curta duração, a taxa de aquisição do sinal de velocidade foi diminuída. Este sistema foi utilizado

no estudo da mistura de dois jactos coaxiais confinados (ver igualmente Johnson and Bennett (1984)).

No seguimento do trabalho de Owen (1976b), Durst and Schmitt (1984) apresentaram um sistema de medição conjunta de velocidade e concentração. Este sistema de medição englobava um sistema convencional de LDA, sendo a recolha do sinal efectuada pela mesma lente. Só depois é que o sinal era dividido através de um separador de cor em sinal de velocidade e de concentração, garantindo assim que os sinais de velocidade e concentração eram oriundos do mesmo volume de controlo. A absorção do sinal emitido pelo traçador fluorescente (fluorescina) foi monitorizada recorrendo a um segundo fotomultiplicador, que media a intensidade de luz incidente no volume de controlo.

A utilização conjunta da LDA e LIF, efectuada por Papanicolaou and List (1988), recorria a um sistema óptico mais complexo, em que o alinhamento e recolha de sinal se tornava difícil. O anemómetro laser Doppler era constituído por dois sistemas de feixe de referência (*reference beam system*) para detectar 2 componentes do vector velocidade e utilizava 3 raios laser com comprimento de onda igual a 633 nm. O sistema LIF era totalmente independente utilizando um raio com comprimento de onda igual a 514.5 nm para induzir a fluorescência da rodamina 6G introduzida no escoamento. Como consequência, os volumes de controlo para a medição de velocidade e concentração apresentavam dimensões diferentes. Este trabalho concluiu sobre a necessidade de avaliar cuidadosamente as fontes de erro correspondentes a fenómenos de absorção do sinal de fluorescência. Outra fonte de erro indicada foi a medição de concentração média em excesso, atribuída à recolha de luz de outras posições do escoamento para além do volume de controlo, e à possibilidade das partículas orgânicas adicionadas ao escoamento para a medição de velocidade ficarem marcadas pelo traçador fluorescente.

A aquisição utilizando o mesmo sistema óptico, quer para a parte de emissão de sinal quer para a parte de recolha é referida em Lemoine et al. (1996) e Lemoine et al. (1997). No entanto a análise das propriedades fluorescentes do traçador (rodamina B) associadas ao equipamento de medida e à geometria da secção de teste, é efectuada com um sistema óptico diferente do utilizado posteriormente na medição por LDA e LIF, e constituído por um único raio laser. Estes autores referem a dificuldade e a sua incapacidade em isolar a flutuação do sinal de fluorescência efectivamente associada à flutuação de concentração no escoamento da flutuação associada ao ruído óptico. Outras fontes de ruído não são investigadas, e apesar da referência à necessidade de contabilizar a influência de outras partículas em suspensão no escoamento (Lemoine et al., 1996), tal não acontece noutros trabalhos (Lemoine et al., 1997).

A combinação da LIF com outras técnicas de dispersão de luz de medição de concentração foi efectuada por Komori et al. (1989), utilizando a rodamina

610 como traçador fluorescente, e pequenas partículas de *latex* homogeneamente suspensas no escoamento para a dispersão Mie. A fonte de luz laser utilizada foi comum para as 2 técnicas, e as medições foram feitas num ponto do escoamento atravessado por esse raio laser. A óptica de recolha do sinal era comum, e a luz era posteriormente dividida nas suas 2 componentes de comprimento de onda correspondentes às 2 técnicas. A concentração máxima do traçador fluorescente utilizada foi de 0.1 mg/L, para evitar os efeitos do ruído de atenuação óptico.

Actualmente com o aumento das capacidades dos sistemas de medição, de tratamento e armazenamento de resultados, é possível utilizar técnicas de medição de concentração por LIF em planos de luz: PLIF (*planar laser induced fluorescence*). Em King et al. (1999) a LIF planar de 2 traçadores é aplicada no escoamento de um jacto gasoso, medindo a LIF de óxido nítrico adicionado a um jacto de nitrogénio e a LIF da acetona adicionada ao escoamento envolvente paralelo.

1.4.2 Escoamento de jactos coaxiais

Apresenta-se na primeira parte desta subsecção a análise de escoamentos de jactos coaxiais, nomeadamente os jactos não-confinados e os jactos livres, porque possuem características comuns ao escoamento agora estudado e o seu estudo é mais frequente. Numa segunda parte apresenta-se a análise da evolução do estudo dos jactos coaxiais confinados.

1.4.2.1 Jactos coaxiais não confinados

Um dos primeiros estudos de jactos coaxiais não confinados foi efectuado por Champagne and Wygnansky (1971), que verificaram a sua evolução para o escoamento típico de um único jacto. Mantendo fixa a configuração geométrica da secção de saída, estimam em $8\times$ a razão entre o comprimento do núcleo central do jacto anelar e a sua dimensão transversal inicial e concluem que esta quantidade é independente da razão entre a velocidade dos escoamentos anelar e interior. Os seus resultados mostram a dependência entre o comprimento do núcleo central do jacto interior, a razão de velocidades e a configuração geométrica da secção de saída. Mantendo fixa esta configuração, uma razão de velocidades maior conduz a núcleos centrais interiores mais curtos e a uma mistura entre os dois escoamentos mais rápida.

Grande parte dos estudos centra-se sobre a região próxima da saída de jactos coaxiais (e.g., Ko and Kwan (1976) e Ribeiro and Whitelaw (1976)). A estrutura de escoamento de jactos coaxiais possui alguma complexidade que pode ser simplificada considerando este escoamento como a simples composição de vários jactos simples a descarregar num ambiente estacionário (Ko and Kwan, 1976).

Esta complexidade resulta da interacção de diferentes camadas de corte, com vórtices de tipos diferentes. Os vórtices de alta frequência estão associados a regiões de velocidade convectiva elevada, ou seja à camada de corte entre o jacto interior e anelar (camada de corte interior). Por sua vez os vórtices de baixa frequência ocorrem na camada de corte entre o escoamento anelar e o ambiente em que os jactos descarregam (camada de corte exterior), ou seja, a uma região em que a velocidade convectiva é baixa. Estes vórtices de baixa frequência ocorrem a uma distância para jusante da ocorrência dos vórtices de alta frequência, igual a cerca de meio a um diâmetro do jacto interior. Esta interacção complexa é objecto também do trabalho de Dahm et al. (1992), utilizando visualização por LIF com resolução elevada, identificando uma variedade de padrões de vórtices no campo próximo da saída, que dependem da razão de velocidades e da gama de velocidades dos jactos.

Rehab et al. (1997) estudam os regimes do escoamento, estabelecendo a dependência entre a razão de velocidades, a extensão do núcleo central do jacto interior e a ocorrência de recirculação desse mesmo escoamento. A influência da configuração geométrica na estrutura do campo próximo da saída é analisada em Rehab et al. (1998) para razões de velocidade superiores a 1. O aumento da dimensão anelar $(D - d_1)/2$ diminui a taxa a que o fluido interior (mais lento) é incorporado pelo escoamento anelar (mais rápido), e como resultado o núcleo central é mais extenso e a existência de recirculação verifica-se para razões de velocidade superiores. O efeito do perfil de velocidade na secção de saída, consequência de um jacto interior originado por um tubo ou por uma saída em que existe uma divergência de maneira a que a espessura do tubo seja próxima de zero, faz-se igualmente sentir nestes parâmetros. Se a saída for convergente, o núcleo central interior é mais extenso e a razão de velocidades para ocorrência de um regime de recirculação é superior. A configuração geométrica em que as secções de saída dos 2 escoamentos não são coincidentes, devido à saída do jacto interior estar a montante da do escoamento anelar, tem por efeitos a translação do escoamento para montante e o aumento da extensão do núcelo central interior, devido à camadas de corte exterior se desenvolver mais a jusante. Neste caso, a transição para um regime de recirculação ocorre para menores razões de velocidade, por causa da resistência ao longo do tubo envolvente do escoamento anelar. A influência do estado de completo desenvolvimento dos escoamentos na secção inicial do escoamento, foi analisada por Durão and Whitelaw (1973), tendo verificado que quando as condições iniciais de saída dos jactos correspondem a escoamentos completamente desenvolvidos, as condições de semelhança na região de desenvolvimento dos jactos (*developing region*) ocorrem mais rapidamente. Os jactos coaxiais atingem condições de semelhança de uma forma análoga aos jactos simples, mas mais rapidamente. Além disto a razão de velocidades entre o jacto interior e anelar influencia a distância à saída para a qual esta condição é atingida, e no caso de se verificar a condição limite da razão igual a zero, o

desenvolvimento é mais rápido.

Para a razão de velocidades entre jactos igual a 1 (Ribeiro and Whitelaw, 1976) os jactos coaxiais reduzem-se a jactos simples, com um desenvolvimento mais rápido devido à esteira do tubo do jacto interior, que provoca elevada difusão e aumenta a taxa de mistura entre os dois escoamentos. Estes jactos coaxiais não confinados desenvolvem-se mais rapidamente do que os jactos simples sendo esse desenvolvimento condicionado pelo desprendimento de vórtices (Ribeiro and Whitelaw, 1980). O caso particular de jactos com rotação apresenta taxas de incremento e mistura turbulenta elevadas (Ribeiro and Whitelaw, 1980). A estrutura de um jacto simples, a descarregar num ambiente animado de velocidade na mesma direcção e sentido, é descrita por Nickels and Perry (1996) como de grande escala, de dimensão igual à largura local do jacto, e que é responsável por grande parte das tensões de Reynolds. Existem ainda contribuições de escala pequena para as componentes normais das tensões de Reynolds, que parecem ser da dimensão das escalas de Kolmogorov e de velocidade. No entanto Villermaux and Rehab (2000) referem a existência de movimentos de escala grande que produzem camadas de corte internas que se destabilizam para formar estruturas cujo comprimento diminui com $Re^{-1/2}$, e que são esticadas até serem dissipadas, em oposição à visão clássica da escala de Batchelor, associada à escala de Kolmogorov.

Alguns estudos contemplam um conjunto de 3 jactos coaxiais (Caldas et al., 1998). A presença de um escoamento anelar exterior adicional é explicada pela necessidade de obter condições limite exteriores bem definidas, evitando-se a incorporação de fluido ambiente na região inicial de desenvolvimento do escoamento.

1.4.2.2 Jactos coaxiais confinados

Uma análise do conhecimento no domínio de jactos coaxiais confinados é efectuada em Gibson (1986) e Ribeiro and Whitelaw (1980). Os jactos coaxiais confinados englobam dois tipos de geometrias. Na primeira, que é também a mais vulgar, existe uma expansão súbita (por exemplo Johnson and Bennett (1981)). A segunda assume a designação de ejector (Johnston, 1978) e não possui qualquer expansão súbita. O confinamento tem a dimensão do próprio tubo que constitui a parede exterior do jacto anelar (presente caso e Zhu and Shih (1994)), podendo este apresentar uma divergência, aumentando para jusante (Zhu and Shih, 1994). Quando confinado o escoamento expande-se até atingir a fronteira física, existindo um gradiente de pressão adverso (Ribeiro and Whitelaw, 1980). Forma-se uma região de recirculação na zona entre o confinamento e a secção de saída. Se o fluxo da quantidade de movimento do jacto interior não for suficiente para contrariar o gradiente de pressão, forma-se outra região de recirculação no eixo

da geometria.

Ribeiro and Whitelaw (1980) estabelecem a comparação entre a existência ou não de confinamento, para a mesma geometria de jactos coaxiais, quando a razão de velocidades é igual a 1, caso que permite ainda a comparação directa com um jacto simples. Verifica-se que o inverso da velocidade média no eixo do escoamento apresenta uma evolução semelhante independentemente do confinamento, mas para jusante a velocidade média diminui mais rapidamente no caso de este existir. A intensidade de turbulência é mais elevada na camada de mistura exterior para o acaso de existir confinamento. Após ocorrer a união das camadas de corte o escoamento confinado possui intensidades de turbulência superiores. Uma análise comparativa de jactos coaxiais confinados e não confinados indica que na região a jusante da região de mistura as intensidades de turbulência relativas são superiores no caso de escoamentos confinados.

1.5 Conteúdo da tese

A tese é constituída por 5 capítulos, incluindo este capítulo inicial de introdução e o capítulo final (capítulo 5), onde se resumem as conclusões principais do trabalho e se incluem algumas sugestões possíveis para trabalho futuro.

No capítulo 2 é apresentada uma metodologia de aplicação da técnica de fluorescência induzida por laser, utilizando a rodamina B como traçador fluorescente, na medição de concentração em soluções aquosas homogéneas no interior de uma caixa de vidro. A avaliação efectuada engloba a análise da influência no sinal de fluorescência dos parâmetros experimentais (electrónicos e ópticos) passíveis de influenciar a precisão dos resultados, a identificação das características e limitações do equipamento de medida e a caracterização das propriedades fluorescentes da rodamina B.

No capítulo 3 é analisada a utilização simultânea da fluorescência induzida por laser com a medição de velocidade por anemometria laser *Doppler*, no interior de um tubo de vidro acrílico. A conjugação das técnicas de LDA e LIF implicou a utilização de outro tipo de equipamento, onde se inclui, por exemplo, um novo sistema de aquisição de dados. Como consequência, neste capítulo apresenta-se a reavaliação da influência de factores experimentais na técnica de LIF, e o efeito das alterações decorrentes da medição simultânea com LDA. É descrito o sistema de injecção do traçador fluorescente, e avalia-se a sua capacidade para assegurar um escoamento de concentração constante no interior da secção de teste. As relações existentes entre o sinal de fluorescência da rodamina B e parâmetros como a potência laser, concentração de rodamina B e extensão do percurso óptico, são determinadas visando o estabelecimento dos parâmetros adequados à utilização

da LIF em simultâneo com a LDA no escoamento de jactos coaxiais.

No capítulo 4 como forma de demonstrar as capacidades da técnica de LIF e da sua conjugação com a LDA, estas técnicas são aplicadas num escoamento de jactos coaxiais confinados. O escoamento é estudado em termo dos campos médio e turbulento de velocidade e concentração, e é precedido pela sua visualização e determinação da distribuição longitudinal de pressão média.

Capítulo 2

Medição de Concentração em Soluções Homogéneas numa Caixa de Vidro

2.1 Introdução

No presente capítulo desenvolve-se uma metodologia de aplicação da técnica de LIF no âmbito da Mecânica dos Fluidos e avalia-se a utilização da rodamina B como traçador fluorescente em soluções aquosas. Para isto recorreu-se a soluções de rodamina B de concentração uniforme previamente conhecida, no interior de uma caixa de vidro, e determinaram-se os parâmetros experimentais mais importantes, passíveis de influenciar a exactidão dos resultados. Estes trabalhos precederam a aplicação da técnica de LIF em simultâneo com a medição de velocidade, motivo do capítulo seguinte.

O desenvolvimento de uma metodologia de aplicação da LIF e a avaliação da rodamina B como traçador fluorescente, foram efectuadas em três fases. Na primeira fase verificaram-se as características do equipamento de medida e a sua influência no sinal de fluorescência. São de referir, por exemplo, a potência laser, a amplificação do sinal, e a sensibilidade e a exactidão da placa de aquisição e conversão do sinal analógico em digital. Esta fase permitiu identificar deficiências no equipamento, que originaram a substituição do laser e alterações na fonte de alimentação do fotomultiplicador do sinal de concentração. Na segunda fase determinou-se a influência de parâmetros associados ao sistema óptico utilizado na medição do sinal de intensidade de fluorescência. Na terceira e última fase avaliou-se o comportamento das soluções, ou seja a relação entre a concentração do traçador e a intensidade de luz emitida por fluorescência a partir do volume

de controlo, assim como a influência de outras condições experimentais passíveis de afectarem as medições.

Conteúdo do Capítulo. Após esta secção inicial de introdução, o capítulo prossegue com a secção 2.2 onde é descrito o método experimental e se quantificam as incertezas associadas aos resultados. Na secção 2.3 incluem-se as medições referentes às três fases de avaliação da rodamina B. O capítulo termina com as conclusões principais deste estudo, na secção 2.4.

2.2 Método experimental

A presente secção engloba a descrição da instalação experimental (subsecção 2.2.1), do equipamento de medida (subsecção 2.2.2), dos procedimentos utilizados na preparação das soluções (subsecção 2.2.3) e a estimativa da incerteza experimental (subsecção 2.2.4).

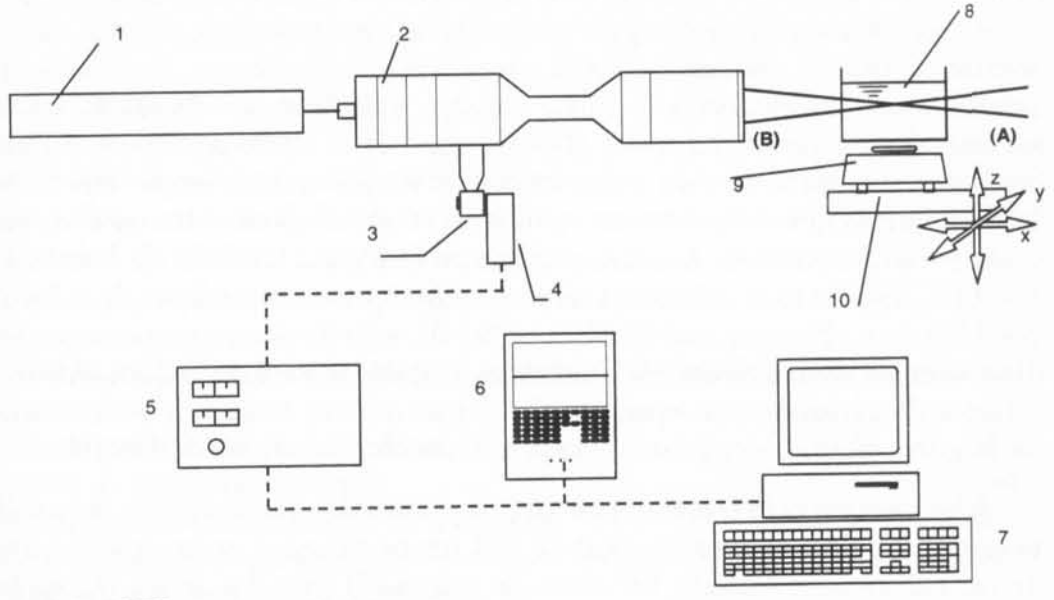
2.2.1 Instalação

A fluorescência das soluções de rodamina B foi estudada numa caixa de vidro com 200 mm de comprimento, 100 mm de largura e 205 mm de altura, e paredes de 5 mm de espessura. A caixa de vidro, contendo uma solução aquosa de rodamina B com concentração conhecida, foi colocada sobre um agitador electromagnético (Framo, modelo M22/1), cuja função era assegurar a uniformidade da concentração das soluções, i.e. soluções homogéneas de rodamina B.

A caixa de vidro e o agitador electromagnético, isolados da luz ambiente do laboratório através de um biombo e cartolinas pretas, foram colocados numa mesa de coordenadas (figura 2.1), com deslocamento nas 3 direcções de um sistema de eixos cartesiano.

2.2.2 Equipamento de medida

Para realização dos ensaios utilizou-se o equipamento conforme a figura 2.1 e a tabela 2.1. A fonte de luz era um laser de Argon-ion (Spectra-Physics, modelo Stabilite 2016), a operar no modo de potência e com comprimento de onda igual a 514.5 nm. O sistema óptico consistiu num sistema convencional LDA de uma componente (Dantec, modelo 55× Modular Optics) com lente frontal acromática de distância focal igual a 310 mm. Apesar deste sistema incluir uma célula de Bragg, foi utilizado o raio de ordem 0 sem qualquer frequência sobreposta.



LEGENDA:

1 - Laser (Spectra-Physics, modelo Stabilite 2016)
2 - Sistema óptico de uma componente (Dantec 55x) com fotomultiplicador com pré-amplificação (x08 PM Section)
3 - Separador de cor com filtro passa baixo
4 - Fotomultiplicador para λ>590 nm (LIF)
5 - Fonte de alimentação do fotomultiplicador
6 - Osciloscópio
7 - Computador pessoal equipado com placa de aquisição de dados (Keithley/Metrabyte Das16-G1)
8 - Caixa de vidro com solução de rodamina B
9 - Agitador electromagnético
10 - Mesa de coordenadas

Figura 2.1: Esquema da instalação experimental para medição de concentração por LIF

Um prisma de translação de feixes (Dantec, modelo 55×32 Beam Translator), permitia alterar a separação dos raios na lente frontal, modificando assim a dimensão do volume de controlo. Um expansor de feixes (Dantec, modelo 55×12 Beam Expander), com factor de expansão igual a 1.94×, permitia alterar a dimensão da secção transversal dos raios. Expandindo os raios laser reduzia-se a dimensão do volume de controlo pelo mesmo factor e aumentava-se a intensidade de luz no volume de controlo pelo quadrado do factor de expansão dos raios, aumentando assim a resolução espacial e sensibilidade do sistema. O sistema óptico possuía ainda um elemento de ajuste da largura do feixe, i.e. da secção transversal dos raios de menor dimensão, (Dantec, modelo 55×22 Beam Waist Adjuster). Se a menor largura do raio coincidir com a secção de intersecção dos raios, as franjas ópticas que se formam no volume de controlo apresentam igual espessura e são paralelas entre si. Isto não é importante para a medição de fluorescência por LIF, mas evita a existência de aberração óptica na medição de velocidade por LDA (e.g., Fleming and Kuhlman (1994)), aspecto a ter em conta quando as duas técnicas se utilizarem em simultâneo (capítulos 3 e 4). Conjuntamente com o factor de expansão e a separação dos raios na lente frontal, o posicionamento da largura mínima do raio condiciona a dimensão do volume de controlo.

A luz emitida pelo traçador presente no volume de controlo podia ser recolhida nas posições identificadas na figura 2.1: à frente da caixa, na posição A (recolha de luz em *forward-scatter*), ou atrás, na posição B (recolha de luz em *backscatter*). Quando a configuração óptica correspondia à posição B, a luz recolhida do volume de controlo atravessava a unidade óptica identificada com o número 2 na figura 2.1, que possuía no seu interior um orifício com 0.5 mm de diâmetro (Dantec, modelo 55×31 Pinhole Section) com a possibilidade de ser ajustado em 2 mm, em duas direcções perpendiculares entre si. Este elemento ao focar o volume de controlo no orifício, era efectivamente um filtro espacial e permitia eliminar reflexões indesejáveis das paredes da secção de teste. A óptica de recolha de sinal (Dantec, modelo 55×34 PM Optics) possuía igualmente um pequeno orifício de diâmetro igual a 0.1 mm, com possibilidade de ser ajustado em 2 mm em duas direcções perpendiculares entre si e constituía num filtro adicional idêntico. Na posição A esta óptica era montada num tripé (Dantec, modelo 55×43) independente do resto do sistema óptico, enquanto na posição B era acoplada directamente à óptica emissora no módulo de *backscatter* (Dantec, modelo 55×30 Backscatter Section), tal como representado na figura 2.1.

Entende-se por volume de medição a parte do volume de controlo a partir da qual o sinal é efectivamente recolhido. Este volume de medição, que pode não corresponder exactamente ao volume de controlo que resulta da intersecção dos raios, depende das características da óptica receptora. O comprimento do volume de medição (Dantec, 1986) é definido pela extensão L_f da região focal da lente,

$$L_f \cong 8F^2\lambda \tag{2.1}$$

Laser de Argon-ion (Spectra-Physics, modelo Stabilite 2016):

Comprimento de onda [nm]	514.5
Potência nominal [W]	1.7
Ruído óptico, em modo de potência [rms]	0.5%
Estabilidade em modo de potência	±0.5%
Diâmetro do raio, em pontos e^{-2} [mm]	1.4

Sistema LDA de uma componente (Dantec, modelo 55× Modular Optics):

Comprimento focal da lente frontal [mm]	310
Factor de expansão dos raios	×1.94
Separação dos raios na lente frontal [mm]	60
Meio ângulo de intersecção dos raios no ar ($\theta_1/2$)	5.53^o
Dimensões do volume de controlo no ar (eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	0.776×0.075
Meio ângulo de intersecção dos raios no fluido ($\theta_2/2$, calculado)	4.16^o
Dimensões do volume de controlo no fluido (eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	1.032×0.075
Comprimento focal da lente da óptica recolectora (*backscatter*) [mm]	310
Diâmetro do filtro espacial (*pinhole section, backscatter*) [mm]	0.5
Comprimento do volume de medição no fluido (*backscatter*) [mm]	0.08
Comprimento focal da lente da óptica recolectora (*forward-scatter*) [mm]	150
Comprimento do volume de medição no fluido (*forward-scatter*) [mm]	0.06

Tabela 2.1: Características do equipamento óptico de medida por LIF

sendo λ o comprimento de onda dos raios e o número F da lente recolectora definido por $F = f/D$, em que f e D são o comprimento focal e a abertura da lente.

Na configuração de *forward-scatter*, o comprimento do volume de medição estimado através de (2.1) é igual a 0.04 mm no ar e 0.06 mm no interior da solução, devido a efeitos de refracção (tabela 2.1). No entanto, e porque nesta configuração a posição relativa entre a lente do sistema de recolha de luz e o volume de controlo não é fixa, a região estimada através de (2.1) pode estar localizada em qualquer região do volume de controlo e o volume efectivo assim abrangido depende do ângulo entre o eixo da óptica de recolha e o eixo maior do volume de controlo.

Para o sistema óptico utilizado e na configuração de *backscatter*, a extensão da região focal assim calculada é independente do ângulo dos raios e da dimensão do volume de controlo, sendo igual a 0.06 mm no ar e correspondente a 0.08 mm no interior da solução devido a efeitos de refracção (tabela 2.1). Esta estimativa do volume de medição prevê um comprimento inferior ao eixo maior do elipsóide (0.78 mm no ar e 1.03 mm na solução) que constitui o volume de controlo.

A extensão da região focal calculada através de (2.1) é uma estimativa da região do volume de controlo focado pela lente, mas o volume de medição pode assumir dimensões entre este valor e a totalidade do volume de controlo. A lente vê para além desta região, e a dimensão efectiva do volume de medição em LIF depende da tensão de pré-amplificação do fotomultiplicador, porque a sensibilidade deste aumenta com o valor da pré-amplificação e permite captar a luz fluorescente oriunda de regiões mais afastadas do centro do volume de controlo. A variação da dimensão do volume de medição com a amplificação do sinal verifica-se igualmente nas medições de LDA, em que o sinal de frequência só é validado e processado se apresentar uma amplitude superior a um valor pré-estabelecido. Se este valor for diminuido passa a ser validado sinal com menor amplitude, e se o sinal for amplificado a sua amplitude passa a ser superior ao valor pré-estabelecido. Isto equivale a aceitar sinal de frequência proveniente de partículas que atravessam o volume de controlo em regiões com menor intensidade de luz incidente, e traduz-se num aumento efectivo da dimensão do volume de medição.

Após a recolha, a luz era separada em componentes de comprimentos de onda superior e inferior a 590 nm, através de um separador de cor ou prisma divisor de feixe. Este separador foi construído especialmente para este trabalho pela firma Dantec e resultou da adaptação do separador de cor convencional (Dantec, modelo 55×35 Color Separator), utilizado em sistemas LDA de duas componentes para lasers de Argon-ion. Para garantir uma melhor separação da luz recolhida a luz foi ainda filtrada por um filtro de banda passa-alto de 570 nm (Melles Griot,

modelo OG570) ou de 530 nm (Dantec, modelo OG530) com resultados idênticos.

Após divisão e filtragem, a luz recolhida do volume de controlo era medida por um fotomultiplicador com pré-amplificação (Dantec, modelo 57×08 PM Section), ligado à sua óptica através do separador de cor, descrito acima. A óptica do fotomultiplicador era alinhada inicialmente através do óculo da óptica de recolha de sinal, posicionando o orifício no cruzamento dos raios cor de laranja, seguindo-se-lhe um ajuste mais fino, com ajuda de um osciloscópio (Yokogawa, modelo DL1200A), para garantir a focagem no ponto de máxima intensidade de fluorescência.

A fonte de alimentação do fotomultiplicador (tabela 2.2) foi produzida pela firma Dantec especialmente para este trabalho e resultou da adaptação duma fonte de alimentação convencional de sinal de velocidade (Dantec, modelo 55L97). A fonte de alimentação tinha várias funções. A primeira era fornecer a tensão de pré-amplificação necessária ao funcionamento do fotomultiplicador, sendo o valor desta tensão indicado por um indicador analógico. A segunda função era amplificar até 8× e converter a corrente de saída do fotomultiplicador numa voltagem, permitindo a sua posterior digitalização. A terceira função era permitir a monitorização da intensidade da corrente do ânodo do fotomultiplicador, através de um indicador analógico. Isto permitia evitar submeter o fotomultiplicador a correntes superiores à máxima aconselhada pelo fabricante de 0.1 mA, o que a acontecer poderia afectar a capacidade de resposta do fotomultiplicador à luz recolhida ou mesmo danificá-lo. Foi dispendido um cuidado especial no projecto e construção desta fonte de alimentação para evitar interferências e reduzir o ruído electrónico para níveis abaixo da intensidade do sinal de concentração (subsecção 2.3.1.1). Houve necessidade de colocar um filtro electrónico no circuito do sinal de saída deste equipamento, de maneira a eliminar frequências superiores a 20 kHz, cuja origem residia na unidade de alta voltagem de alimentação do fotomultiplicador. Desta forma a resolução temporal foi limitada a 5×10^{-5}s.

Voltagem de pré-amplificação	200 a 2000 V (polaridade negativa)
Amplificação do sinal recolhido	1 a 8×
Filtro electrónico (resolução temporal)	20 kHz (5×10^{-5}s)

Tabela 2.2: Características da fonte de alimentação do fotomultiplicador de medida por LIF

O sistema de aquisição de dados (tabela 2.3) era constituído por uma placa analógica de 12 bits (Keithley/Metrabyte, modelo DAS16-G1), instalada num micro-computador (Dell, modelo 325 Sx). A placa media a voltagem de saída (função da intensidade da luz) do fotomultiplicador, convertendo-o num sinal

digital. Utilizaram-se duas amplificações diferentes do sinal: uma amplificação de 1× para medir voltagens entre -10 e 10 V, e uma amplificação de 10×, que permitiu medir voltagens entre -1 e 1 V e aumentou a resolução do sistema de aquisição de dados em 1 casa decimal significativa.

Resolução	12 bits (1 parte em 4096)
Gama de voltagem (Resolução)	-1 a 1 V (0.5 mV)
	-10 a 10 V (5 mV)

Tabela 2.3: Características da placa de aquisição (Keithley/Metrabyte, modelo DAS16-G1) de medida por LIF

2.2.3 Preparação das soluções

A solução no interior da caixa de vidro era preparada a partir de uma solução concentrada – solução-base – de rodamina B. Esta solução-base, de concentração homogénea C_b,

$$C_b = \frac{M}{V_b} \tag{2.2}$$

era obtida utilizando um volume de água (V_b) entre 1 e 20 mL e uma massa de rodamina B (M) entre 3.4 e 40.6 mg. A pesagem de rodamina B efectuava-se numa balança analítica (Mettler, modelo AE260 DeltaRange) directamente no frasco onde se preparava a solução-base, porque a quantidade de rodamina B utilizada era muito pequena e esta substância, que existe sob a forma de um pó muito fino, aderia facilmente às paredes do recipiente.

As medições de intensidade do sinal de fluorescência foram de dois tipos. O primeiro tipo (concentração fixa) permitiu analisar as propriedades fluorescentes de uma solução com determinada concentração de rodamina B, em função de condições experimentais, tais como a potência laser, a temperatura da solução e a posição do volume de controlo no interior da caixa de vidro. O segundo tipo (concentração variável) consistiu na medição de intensidade de fluorescência variando a concentração da solução no interior da caixa de vidro e mantendo constantes as restantes condições experimentais.

Nas medições com concentração fixa (primeiro tipo de medições), a solução na caixa de vidro de concentração C

$$C = \frac{V_b C_b}{V + V_b} \tag{2.3}$$

era preparada a partir de 2 L de volume de água limpa (V), aos quais se adicionava um volume de solução-base (V_b), inferior a 0.2 mL, com concentração conhecida C_b.

As soluções utilizadas nas medições com concentração variável (segundo tipo de medições), podiam ser preparadas de duas formas diferentes. Na primeira forma, as medições eram efectuadas para valores crescentes de concentração, a partir de uma solução inicial de 2 L de água limpa (solução inicial de concentração nula), aos quais se adicionavam volumes de solução-base (V_b), iguais e inferiores a 0.2 mL, sucessivamente até à maior concentração pretendida. As concentrações C_n dessas soluções,

$$C_n = \frac{nV_bC_b}{V + nV_b} \tag{2.4}$$

dependiam do volume de solução-base n vezes adicionado e do volume de água limpa (V) na caixa de vidro. Para facilitar a leitura, no texto que se segue, esta forma de preparar as soluções será designada por adição de solução-base. A segunda forma de preparação das soluções de concentração variável, a seguir designada por adição de água, consistia em efectuar as medições em soluções com valores decrescentes de concentração. A solução inicial, com a concentração mais elevada, era diluída sucessivamente até à menor concentração pretendida. A concentração de rodamina B (C_n) da n-ésima solução na caixa de vidro,

$$C_n = \frac{V_bC_b}{V^n} \prod_{i=1}^{n} (V - V_i) \tag{2.5}$$

dependia da concentração inicial na caixa (dada pela equação 2.4 para $n = 1$) e do número n de diluições. Estas eram efectuadas substituindo volumes de solução com rodamina B (V_i) inferiores a 1 L (medidos com uma resolução de 10 mL) por igual volume de água limpa.

A forma mais simples de preparar as soluções por adição de água era verter um determinado volume da solução e substituí-lo por igual volume de água limpa. No entanto, ao recolocar a caixa na posição inicial era muitas vezes necessário refocar o fotomultiplicador e introduzia-se assim um factor de incerteza adicional. Como método alternativo, efectuou-se também a retirada de solução sem alterar a posição inicial da caixa de vidro, utilizando uma pequena bomba de sucção. Este procedimento tinha a desvantagem de, no final de cada operação, se verificar a existência de pequenas gotas de solução agarradas ao tubo e à bomba, dificultando a medição rigorosa do volume de solução efectivamente retirado. Por isso concluiu-se que a obtenção de séries de soluções por adição de água (soluções de concentração decrescente) era de execução experimental mais difícil do que por adição de solução-base (soluções de concentração crescente), e a preparação das soluções por adição de solução-base foi adoptada como método experimental

a seguir. A análise da incerteza experimental, na subsecção 2.2.4, mostra que este procedimento é também aquele que reduz a incerteza no valor da concentração da solução na caixa de vidro.

Como forma de minimizar a incerteza experimental, prepararam-se soluções--base com concentrações diferentes de rodamina B, de acordo com o valor da concentração final a obter na caixa de vidro. A análise e cálculo da incerteza associada aos dois tipos de medições, incluindo os procedimentos por adição de solução-base ou adição de água para o segundo tipo, encontra-se na subsecção 2.2.4.1.

2.2.4 Incerteza experimental

É objectivo desta subsecção analisar o erro experimental e quantificar a incerteza na medição de concentração através de LIF, i.e. pretende-se identificar os erros dos diferentes parâmetros intervenientes na técnica de LIF, quantificar as incertezas correspondentes e analisar a sua propagação até ao resultado das medições.

Na análise que se segue utilizam-se, salvo referência bibliográfica em contrário, a nomenclatura e as definições aconselhadas no Vocabulário Internacional de Metrologia (VIM, 1996) e a metodologia recomendada por Taylor and Kuyatt (1994), interpretação efectuada pelo NIST-*National Institute of Standards and Technology* do documento "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" (GUM) da International Organization for Standardization (ISO). A adopção internacional do GUM teve como consequência a substituição da norma da ANSI Measurement Uncertainty (ANSI/ASME PTC 19.1-1985 Part1, 1986), usualmente citada em muitas das publicações da área como em Coleman and Steele (1989), pela norma ANSI (ANSI/INCSL Z540-2-1997). Em Portugal, em 1998 o GUM foi adoptado e transformado pelo Instituto Português da Qualidade no "Guia para a expressão de incerteza da medição nos Laboratórios de Calibração".

Esta opção surge das recomendações a nível internacional, que culminaram na edição do GUM, com o objectivo de evitar a utilização de conceitos e metodologias diferentes para cálculo de incertezas. Na língua portuguesa há dificuldades acrescidas, devido à inexistência até há poucos anos atrás de uma norma que indicasse a nomenclatura correspondente à nomenclatura inglesa. A nomenclatura inglesa é adoptada na maioria nas publicações científicas, ferramentas diárias de trabalho, com as quais se lidava traduzindo livremente ou adoptando muitas das vezes o termo internacional. O exemplo mais comum é a escolha das palavras portuguesas equivalentes a *accuracy* e *precision*.

Noção de erro. De acordo com VIM (1996) entende-se por erro de medição a diferença algébrica entre o resultado da medição e o valor verdadeiro da grandeza submetida à medição (mensuranda). Usualmente, não é possível determinar o erro de uma medição, porque se desconhece o verdadeiro valor da mensuranda. No entanto, é possível fazer estimativas do valor da incerteza dessa medição.

Os erros de medição dividem-se em dois tipos diferentes, cuja soma constitui o erro da medição (VIM, 1996). O primeiro, designado por erro aleatório, é o resultado da medição subtraído do valor médio de um número infinito de medições da mesma mensuranda, em condições de repetibilidade. Este tipo de erro altera-se durante uma medição. O segundo tipo de erro, designado por erro sistemático, é o valor médio de um número infinito de medições da mesma mensuranda, em condições de repetibilidade, subtraído do valor verdadeiro da mensuranda. Este tipo de erro mantém-se constante durante uma medição.

Noção de incerteza. Entende-se por incerteza de uma medição o intervalo à volta do valor medido, ou calculado, o qual se acredita que contém o valor exacto (da mensuranda) (Moffat, 1988). A incerteza do resultado de uma medição é usualmente constituída por componentes diversas, que podem ser agrupadas em dois tipos, A e B, dependendo do método utilizado para as quantificar. O tipo A, corresponde à componente da incerteza resultante de um efeito aleatório e que é avaliada por métodos de análise estatística de uma série de medições. O tipo B, corresponde à componente da incerteza resultante de um efeito sistemático e que é avaliada por métodos não estatísticos. Nesta classificação, recomendada pelo GUM, estes tipos de incerteza não são sinónimos das classificações usuais de incerteza que se devem a um erro fixo ou a um erro sistemático, como acontece por exemplo em Moffat (1988) e Coleman and Steele (1989). O GUM justifica esta classificação com o facto de alguns erros poderem ser aleatórios ou sistemáticos, dependendo do tipo de medição efectuada.

Podem definir-se três níveis diferentes de reprodutibilidade de uma medição: reprodutibilidade de ordem zero, reprodutibilidade de 1^a ordem e reprodutibilidade de ordem N (Coleman and Steele, 1989). Para uma reprodutibilidade de ordem zero, só as variações inerentes ao próprio sistema de medida contribuem para a incerteza, por exemplo analisa-se várias vezes ou ao longo de um período de tempo uma mesma amostra. Para uma reprodutibilidade de 1^a ordem considera-se que o sistema de medida permanece inalterado ao longo das medições, enquanto que as quantidades a medir podem variar, por exemplo analisam-se, com o mesmo sistema, várias vezes ou ao longo de um período de tempo amostras diferentes, que supostamente deviam ter características iguais. Para uma reprodutibilidade de ordem N, considera-se que sistema de medida e quantidades a medir podem variar, por exemplo analisam-se, com diferentes sistemas de medida, várias vezes ou ao longo de um período de tempo amostras diferentes.

Esta divisão da reprodutibilidade em níveis diferentes, surge como transposição da classificação de Coleman and Steele (1989), em que o termo *replication* é utilizado. Sem correspondência directa nas designações do VIM, optou-se pela sua tradução como reprodutibilidade, no sentido que significa a repetição de uma medição efectuada de uma maneira específica. No entanto, quando se refere a reprodutibilidade de ordem zero, esta designação deverá ser substituída por repetibilidade, porque são conceitos equivalentes e este último termo pertence ao novo vocabulário de metrologia.

Propagação da incerteza. Considere-se uma mensuranda R, que não é medida directamente mas é determinada a partir de n outras quantidades

$$X_1, X_2, ..., X_n$$

através de uma relação,

$$R = R(X_1, X_2, ..., X_n). \tag{2.6}$$

Obtém-se uma estimativa r, da mensuranda R, usando estimativas x_1, x_2, ..., x_n das quantidades X_1, X_2, ..., X_n , através de,

$$r = r(x_1, x_2, ..., x_n). \tag{2.7}$$

A abordagem da análise da incerteza, especialmente adequada numa fase de planeamento do trabalho experimental, não distingue entre a parte da incerteza que se deve a um efeito aleatório e a parte que se deve a um efeito sistemático (Coleman and Steele, 1989). Cada uma das quantidades X_i, estimada por x_i, apresenta uma incerteza U_i, consequência do processo de determinação do valor dessa variável ou do equipamento utilizado. Supondo que as n quantidades x_i são independentes entre si, a incerteza final U_r associada ao resultado experimental é dada por,

$$U_r = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial r}{\partial i} U_i \right)^2}. \tag{2.8}$$

Numa outra abordagem, mais adequada à fase de apresentação e análise dos resultados, a incerteza final na quantidade x_i é determinada distinguindo entre a parte da incerteza que se deve a um efeito sistemático (U_{Bi}) e a que se deve a um efeito aleatório (U_{Ai}) (Coleman and Steele, 1989). Neste caso, as incertezas resultantes das avaliações dos tipos A e B são designadas por incerteza-padrão (Taylor and Kuyatt, 1994). Existem vantagens nesta opção, porque as incertezas resultantes de efeitos sistemáticos podem ser reduzidas por calibração e as incertezas

resultantes de efeitos aleatórios dependem do número de medições idênticas efectuadas.

Caso cada uma das incertezas-padrão do tipo A e do tipo B no resultado experimental r seja obtida por combinação das incertezas-padrão das i quantidades independentes entre si, os seus valores podem ser determinados por (Coleman and Steele, 1989),

$$U_A = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial r}{\partial i} U_{Ai} \right)^2} ; U_B = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial r}{\partial i} U_{Bi} \right)^2} \tag{2.9}$$

dividindo ambos os membros das equações pela expressão do resultado experimental, as incertezas-padrão no resultado experimental r e as incertezas-padrão das diferentes parcelas são quantificadas como percentagens do valor da variável correspondente (incerteza-padrão relativas), e a equação (2.9) transforma-se em,

$$\frac{U_A}{r} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial i} U_{Ai} \right)^2} ; \frac{U_B}{r} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial i} U_{Bi} \right)^2} . \tag{2.10}$$

A incerteza-padrão combinada da estimativa r da mensuranda R (índice $RQSQ$) é a raiz quadrada da soma dos quadrados das incertezas do tipo A e do tipo B,

$$U_{R_{RQSQ}} = \sqrt{U_A^2 + U_B^2} \tag{2.11}$$

apresentando um intervalo de confiança aproximadamente de 95%. A determinação da incerteza-padrão combinada na estimativa r através da soma algébrica dos erros (índice $SOMA$) (Coleman and Steele, 1989),

$$U_{R_{SOMA}} = U_A + U_B \tag{2.12}$$

apresenta um intervalo de confiança de 99 %, ou igualmente em 95 % se a contribuição de um dos tipos de incerteza for desprezável face à do outro. A propagação de incertezas utilizando a combinação $RQSQ$ (equação 2.11) é preferível à combinação $SOMA$ (equação 2.12), que considera a pior hipótese, ou seja, todas as incertezas a aumentar ou a diminuir em simultâneo o resultado final.

Apresenta-se de seguida o cálculo das incertezas associadas à concentração das soluções de rodamina B na caixa de vidro e à medição de intensidade de fluorescência com o equipamento utilizado. A formulação utilizada será a das equações (2.10) e (2.11).

2.2.4.1 Incerteza da concentração das soluções de rodamina B

A incerteza associada à concentração das soluções de rodamina B dependia da metodologia utilizada na preparação das soluções (subsecção 2.2.3). Por esta razão, contabiliza-se primeiro a incerteza relativa à solução-base, e depois a incerteza da concentração das soluções na secção de teste, para as duas metodologias utilizadas, adição de solução-base e adição de água.

As incertezas da concentração da solução-base e das soluções de rodamina B no interior da caixa de vidro estão associadas a medições de reprodutilidade de ordem zero, i.e. só as variações inerentes ao próprio sistema de medida é que contribuem para os erros. A concentração das soluções de rodamina B preparadas de acordo com as metodologias relatadas na subsecção 2.2.3, é afectada por erros sistemáticos que se traduzem em incertezas resultantes de um efeito sistemático (tipo B), sendo a incerteza combinada calculada através de uma combinação tipo raiz quadrada da soma dos quadrados (2.8).

Concentração da solução-base. A incerteza (U_{C_b}) da concentração da solução-base, de acordo com (2.2) e (2.11) é dada por

$$\frac{U_{C_b}}{C_b} = \sqrt{\left(\frac{U_M}{M}\right)^2 + \left(\frac{U_{V_b}}{V_b}\right)^2}. \tag{2.13}$$

A massa (M) de rodamina B foi determinada usando uma balança Mettler (subsecção 2.2.3), com uma resolução igual a 0.1 mg, reprodutibilidade (desvio-padrão) de 0.1 mg e linearidade de ± 0.2 mg. A incerteza global em cada acto de pesagem era de 0.22 mg. A pesagem da rodamina B era precedida da pesagem do recipiente vazio, e a incerteza final da pesagem era 0.32 mg, resultante da combinação $RQSQ$ das incertezas das duas pesagens.

A incerteza na medição do volume de água era igual a 0.04 mL, ou seja 0.4 e 0.2 % para volumes de água entre 10 e 20 mL, respectivamente. Ao fixar o valor do volume de água a utilizar, foi possível diminuir a incerteza-padrão combinada da concentração da solução-base (equação 2.13), desde que se aumentasse a massa de rodamina B, i.e. usando soluções-base mais concentradas. No entanto, a concentração da solução-base era função da concentração final da solução a analisar na caixa de vidro, pelo que foram utilizadas soluções-base de diferentes concentrações, (tabela 2.4) cuja incerteza variou entre 0.6 % e 7.7 %.

Concentração das soluções na caixa de vidro por adição de solução-base. Analisa-se de seguida a incerteza da concentração das soluções de rodamina B na caixa de vidro, quando preparadas por adição de volumes de solução-

Solução-base	Concentração	Incerteza	
	[mg/L]	U_C [mg/L]	U_C/C [%]
A	459	28.62	6.2
B	500	11.23	2.2
C	525	11.23	2.1
D	2030	11.90	0.6
E	3400	261.72	7.7
F	545	11.23	2.1
G	350	11.20	3.2
H	2050	121.91	0.6
I	405	11.21	2.8

Tabela 2.4: Incerteza da concentração das soluções-base de rodamina B

-base. A incerteza U_{C_n} das concentrações C_n das soluções de rodamina B de acordo com (2.4) e (2.11) é dada por

$$\frac{U_{C_n}}{C_n} = \sqrt{\left(\frac{U_{C_b}}{C_b}\right)^2 + n\left[\left(\frac{1}{nV_b} - \frac{1}{V+nV_b}\right)U_{V_b}\right]^2 + \left(\frac{U_V}{V}\right)^2}. \tag{2.14}$$

O volume de água utilizado para preparar as soluções foi medido com uma resolução de 20 mL, e os volumes de solução-base adicionados com uma resolução de 0.001 mL. As incertezas da concentração nas soluções de rodamina B, utilizadas nas medições com concentração variável, são apresentadas na tabela 2.5 em função das soluções-base utilizadas.

A equação (2.14) mostra que apesar de se adicionar n vezes um mesmo volume de solução-base V_b, a influência da parcela que estima essa incerteza diminui com n crescente. Como resultado, a incerteza relativa da concentração das soluções na caixa de vidro mantém-se inferior ao valor correspondente à menor concentração medida (tabela 2.5). Esta forma de preparar as soluções revelou-se aceitável, porque a acumulação da incerteza para valores de concentração crescentes não se traduz num aumento da incerteza relativa. Assim, para as concentrações mais elevadas, a medição de concentração na caixa de vidro era ainda efectuada para valores da incerteza relativa próximos dos estimados para as concentrações menores.

Para as medições com concentração fixa, a incerteza podia ser calculada a partir de (2.14) para $n = 1$, e apresentava sempre valores inferiores ao máximo dos valores da tabela 2.5.

Concentração das soluções na caixa de vidro por adição de água. No caso das soluções na caixa de vidro serem obtidas a partir de uma concentração inicial elevada (2.5), a incerteza da concentração U_{C_n} das soluções de rodamina

Concentração		Solução-base				
n	C_n [mg/L]	B	C	F	G	H
1	0.02	2.8	2.7	2.7	3.5	5.2
2	0.04	2.6	2.5	2.5	3.4	3.8
3	0.06	2.6	2.5	2.4	3.4	3.2
4	0.08	2.5	2.4	2.4	3.4	2.8
5	0.10	2.5	2.4	2.4	3.4	2.6
6	0.12	2.5	2.4	2.4	3.4	2.4
7	0.14	2.5	2.4	2.3	3.4	2.2
8	0.16	2.5	2.4	2.3	3.4	2.1
9	0.18	2.5	2.4	2.3	3.4	2.1
10	0.20	2.5	2.4	2.3	3.4	2.0
11	0.22	2.5	2.4	2.3	3.4	1.9
12	0.24	2.5	2.4	2.3	3.4	1.9
13	0.26	2.5	2.4	2.3	3.4	1.8
14	0.28	2.5	2.4	2.3	3.4	1.8
15	0.30	2.5	2.4	2.3	3.4	1.7
16	0.32	2.5	2.4	2.3	3.4	1.7

Tabela 2.5: Incerteza relativa U_{C_n}/C_n [%] da concentração das soluções na caixa de vidro, obtidas por adição de solução-base

B, apresenta uma lei do tipo

$$\frac{U_{C_n}}{C_n} = \sqrt{\left(\frac{U_{C_b}}{C_b}\right)^2 + \left(\frac{U_{V_b}}{V_b}\right)^2 + \left[\left(\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{1}{V-V_i}\right) - \frac{n+1}{V}\right)U_V\right]^2 + \left(\frac{U_{V_i}}{V-V_i}\right)^2}. \tag{2.15}$$

Os volumes retirados V_i eram medidos com uma resolução de 10 mL. Verificou-se (tabela 2.6) que o valor máximo da incerteza nas soluções assim preparadas era igual a 13.4% e correspondia à menor concentração utilizada após as sucessivas adições de água. As menores concentrações eram aquelas para as quais se previa a existência de uma relação linear entre intensidade de luz e concentração, e esta acumulação de erro era uma característica indesejável.

Comparando os dois métodos para obter as soluções, por adição de solução-base ou adição de água, foi possível identificar um erro experimental mais baixo associado ao primeiro método de preparar as soluções, o que em conjunto com os melhores resultados obtidos (subsecção 2.3.3), confirmou a opção indicada atrás na subsecção 2.2.3, pela preparação das soluções por adição de solução-base.

Concentração		Solução-base	
n	C_n [mg/L]	E	F
1	0.32	7.8	2.3
2	0.28	7.7	2.2
3	0.24	7.8	2.3
4	0.20	7.9	2.7
5	0.16	8.2	3.4
6	0.12	8.5	4.1
7	0.08	8.9	4.9
8	0.04	9.2	5.4
9	0.02	9.7	6.3
10	0.01	10.4	7.2
11	0.01/2	11.1	8.2
12	0.01/4	11.8	9.1
13	0.01/8	12.6	10.1
14	0.01/16	13.4	11.1

Tabela 2.6: Incerteza relativa U_{C_n}/C_n [%] da concentração das soluções na caixa de vidro, obtidas por adição de água. O número de casas decimais significativas é igual a 2. Para $n > 10$, os valores da concentração são indicativos e iguais a metade da concentração anterior

2.2.4.2 Incerteza do sinal de fluorescência emitido do volume de controlo

A voltagem correspondente à intensidade do sinal de fluorescência (I_f) é afectada pelas incertezas associadas à concentração (C) da solução, à intensidade de luz incidente (potência laser incidente P) e à extensão do percurso óptico (x),

$$I_f = I_f(C, P, x). \tag{2.16}$$

Considerando o volume de controlo numa posição fixa no interior da caixa de vidro, as incertezas do tipo A e B foram estimadas assumindo a existência de uma relação linear (equação 1.2) entre a intensidade de fluorescência emitida, a concentração e a intensidade de luz incidente. A influência da extensão do percurso óptico foi ignorada por duas razões: a primeira, porque se comparam entre si sinais de fluorescência medidos na mesma posição no interior da secção de teste; a segunda razão deve-se ao facto de se assumir que a absorção ao longo do percurso óptico é desprezável (questão analisada na subsecção 2.3.4.2, página 77). Assim, estimando a incerteza através da abordagem conducente a (2.8),

obteve-se

$$\frac{U_{I_f}}{I_f} = \sqrt{\left(\frac{U_C}{C}\right)^2 + \left(\frac{U_P}{P}\right)^2}. \tag{2.17}$$

A análise dos parâmetros electrónicos (subsecção 2.3.1.2, página 61) indicou um valor de 3 % para a incerteza relativa por efeitos sistemáticos, associada à estabilidade temporal da potência laser emitida. Considerou-se uma incerteza por efeitos aleatórios igual ao valor de 1/4 da divisão de escala, i.e. 10 mW. A explicação para este valor reside na possibilidade de obter a potência pretendida com uma incerteza inferior à menor divisão da escala, quando a dimensão de cada intervalo da escala é grande face à dimensão do ponteiro, e se utiliza igual valor do indicador analógico muitas vezes (Coleman and Steele, 1989). A incerteza relativa do tipo A, assim estimada, variava entre 5 e 1 %, para potências laser entre 200 e 850 mW. A incerteza relativa combinada na intensidade de luz laser variava entre 5.8 e 3.2 %, para potências laser entre 200 e 850 mW.

Os valores da incerteza-padrão combinada da intensidade de fluorescência I_f, dependem das possíveis combinações das incertezas associadas à concentração e à potência laser incidente, numa posição x fixa. A maior incerteza-padrão combinada corresponde à utilização simultânea das incertezas mais elevadas da concentração e potência, i.e. medições em soluções com concentração baixa e potência menor. Isto será referido no texto que se segue como a situação mais desfavorável resultante da combinação *RQSQ*. A situação mais favorável, igualmente referida no texto que se segue, corresponde à menor incerteza-padrão combinada resultante da combinação simultânea das incertezas menos elevadas da concentração e potência, i.e. medições em soluções com concentração elevada e potência maior. Considerando a situação mais desfavorável resultante da combinação *RQSQ* das incertezas relativas máximas da concentração da solução (5.2 %, na tabela 2.5) e da potência de luz laser (5.8 %, para 200 mW de potência laser), obteve-se uma incerteza relativa combinada da intensidade de luz fluorescente emitida (I_e) igual a 7.8 %. Analogamente se obteve uma incerteza relativa combinada mínima igual a 3.6 %.

2.2.4.3 Incerteza no processamento do sinal de fluorescência

O sinal de fluorescência recolhido do volume de controlo (I_r) origina a corrente do ânodo do fotomultiplicador, transformada pela fonte de alimentação numa voltagem, sinal analógico, convertido pela placa de aquisição de dados do sinal de fluorescência num sinal digital (F),

$$F = F(I_r, V, A, D). \tag{2.18}$$

Para além da incerteza do sinal de fluorescência, neste sinal existe incerteza associada à focagem do volume de controlo (V), à amplificação efectuada na fonte de alimentação do sinal de saída do fotomultiplicador (A) e à amplificação e digitalização (D) do sinal analógico pela placa de aquisição de dados.

Focagem e amplificação do sinal. A incerteza na focagem do volume de controlo é devida a um efeito aleatório e a sua quantificação exige focar e alinhar por diversas vezes o sistema. Verificou-se na avaliação da influência dos parâmetros ópticos na medição por LIF (ver adiante, página 65 da subsecção 2.3.2.1), que no caso da configuração óptica de *forward-scatter* a focagem constituía uma fonte elevada de incerteza, difícil de quantificar. Na configuração de *backscatter*, quando se repetiam as medições focando novamente a óptica do fotomultiplicador e mantendo constantes as restantes condições de medição, a variação da voltagem do sinal de fluorescência era desprezável.

A incerteza na amplificação do sinal através da pré-amplificação do fotomultiplicador é devida a um efeito aleatório associado às características da fonte de alimentação. Este valor foi considerado desprezável, após a análise deste equipamento, na subsecção 2.3.1.

A incerteza na amplificação do sinal na fonte de alimentação do fotomultiplicador é devida a um efeito sistemático, e apresenta um valor constante para um conjunto de medições com amplificação constante. Porque não se pretende saber qual seria a voltagem real do sinal de fluorescência, mas sim compará-la com o seu valor para a concentração inicial ou para a concentração máxima de uma medição, esta incerteza pode ser ignorada.

Conversão do sinal analógico em digital. A voltagem do sinal de fluorescência era determinada pela placa de aquisição de dados com uma resolução de 0.5 ou 5 mV, de acordo com a amplificação do sinal (subsecção 2.2.2). A incerteza por efeitos sistemáticos era igual a metade do bit menos significativo, ou seja 0.25 ou 2.5 mV, para cada uma das resoluções acima referidas.

Média e desvio padrão da amostra. A média e desvio-padrão da voltagem do sinal de fluorescência foram determinadas com base em amostras de 5000 eventos, adquiridos a uma taxa de 1000 Hz, a que correspondem medições efectuadas ao longo de 5 s. Este intervalo de tempo é suficientemente pequeno, para que não ocorra a degradação temporal das características fluorescentes da rodamina

B (subsecção 2.3.4). Neste caso trata-se de uma medição de amostras múltiplas, usualmente dominada por erros aleatórios. A média e desvio-padrão são representativos da amostra, pois trata-se de soluções com concentração homogénea e a voltagem do sinal de fluorescência era constante. Não se utilizou uma única medição, porque devido ao sistema de aquisição de dados não existia qualquer dificuldade adicional em medir mais do que uma vez, e assim passou-se de uma análise de ordem zero para uma análise de 1^a ordem de reprodutibilidade.

Os sinais de fluorescência medidos englobavam o valor do nível zero (subsecção 1.2.4), determinado antes de cada medição de uma amostra. Ao longo das medições verificou-se que o nível zero médio apresentava um valor médio de -55 mV e desvio-padrão entre 1 e 3 mV. O sinal de nível zero não era correlacionado com o sinal de fluorescência, e a sua influência no sinal de fluorescência foi retirada à média estatística através da equação (1.10), e à sua variância através da equação (1.11). O desvio-padrão assim determinado era uma indicação da capacidade do sistema em medir a concentração de rodamina B numa solução aquosa homogénea. Verificou-se que o desvio padrão do sinal de fluorescência variava entre 3 e 14 mV. No entanto, o número de medições com um desvio-padrão próximo do valor máximo (14 mV) foi muito pequeno, cifrando-se na maioria das vezes o desvio-padrão em 4 mV. Numa abordagem excessivamente penalizadora, o valor mais desfavorável (14 mV) deve ser adoptado para substituir os valores de 0.25 e 2.5 mV da incerteza do tipo B, inicialmente estimados

Desta forma, a incerteza-padrão combinada associada ao processamento do sinal de concentração foi considerada igual a 14 mV. A incerteza-padrão relativa combinada variava entre 0.3 %, para a maior voltagem medida ($\simeq$ 4500 mV), e 35 %, para a menor voltagem medida ($\simeq$ 40 mV). Tratando-se de medições efectuadas com soluções de concentração homogénea, este valor é demasiado elevado. A origem deste comportamento foi atribuída ao ruído inerente ao equipamento de medida, identificado numa fase posterior do trabalho (capítulo 3). Na globalidade das medições o desvio-padrão do sinal de fluorescência era próximo de 4 mV, o que reduz as incertezas-padrão relativas combinadas, acima estimadas, para valores inferiores a 0.1 % e 10%, respectivamente.

2.2.4.4 Incerteza-padrão combinada na medição de concentração por LIF

Apresenta-se de seguida o resumo das incertezas estimadas anteriormente, e a sua propagação no valor final de fluorescência medida, função da concentração de rodamina B, da potência laser e do processamento do sinal de fluorescência (tabela 2.7). Na análise das incertezas estimadas deve ter-se em consideração que a coluna dos valores máximos das incertezas corresponde às medições efectuadas com menor concentração e menor potência laser. A tabela 2.7 mostra que a

incerteza mais elevada está associada ao processamento do sinal, situação que não era previsível face à resolução do sistema de aquisição de dados. Estes valores, calculados após as medições apresentadas na próxima secção (2.3), apontam para a necessidade de melhorar o desempenho do sistema de aquisição de dados, o que é efectuado no capítulo 3.

Parcela	Incerteza relativa [%]	
	valor mínimo	valor máximo
Concentração da solução de rodamina B	1.7	5.2
Potência laser	3.2	5.8
Sinal de fluorescência emitido	3.6	7.8
Sinal de fluorescência processado	0.3	35
Incerteza-padrão combinada	3.6	36

Tabela 2.7: Intervalo de variação das incertezas relativas dos parâmetros envolvidos na medição de concentração por LIF, e correspondentes valores da incerteza-padrão relativa combinada

2.2.4.5 Incerteza no posicionamento do volume de controlo no interior da caixa de vidro

Nas medições em que o volume de controlo ocupava diversas posições no interior da secção de teste, além da incerteza do sinal de fluorescência medido, é necessário quantificar a incerteza no valor da posição do volume de controlo no interior da caixa de vidro. A incerteza dos deslocamentos da mesa de coordenadas era 25 μm, metade da menor divisão da escala, que correspondia a 33 μm no interior da solução na caixa de vidro. Para evitar a acumulação dos erros de posicionamento, os valores dos deslocamentos da mesa de coordenadas eram medidos relativamente à coordenada inicial, resultando uma incerteza constante para cada posição do volume de controlo. A incerteza no posicionamento do volume de controlo era de 526.5 μm (metade da maior dimensão do volume de controlo) para a posição inicial $x = 0$ e de 527.5 μm (obtido através da combinação $RQSQ$) para as restantes posições. A incerteza relativa era máxima e igual a 5.2 %, na primeira posição ($x = 1$ cm), que permitia a recolha de um sinal de fluorescência. A incerteza relativa era mínima e igual a 0.3 % na última posição ($x = 18$ cm) que permitia a recolha de um sinal de fluorescência.

2.3 Resultados e discussão

Nesta secção são apresentados os resultados de medições cujo objectivo foi determinar os valores ou intervalos óptimos de funcionamento dos diferentes equipamentos (subsecção 2.3.1), analisar a influência dos parâmetros ópticos (subsecção 2.3.2), avaliar a repetibilidade experimental (subsecção 2.3.3) e estudar o comportamento fluorescente das soluções (subsecção 2.3.4).

Cada medição apresentada corresponde ao valor médio de 5000 valores, adquiridos a uma frequência de 1000 Hz, subtraído do valor médio do nível zero, determinado imediatamente antes de cada medição (subsecção 1.2.4). A análise do sinal de fluorescência da rodamina B foi efectuada em termos de intensidade de luz fluorescente recorrendo às equações (1.10) e (1.11), convertida pelo sistema de aquisição de dados numa voltagem.

Nas medições em que se observou sempre a mesma posição dentro da secção de teste, fazendo variar parâmetros como a concentração, potência laser, temperatura ou observando a variação temporal do sinal de fluorescência, o volume de controlo foi posicionado no centro da caixa de vidro. Nas medições em que se observaram sucessivas posições no interior da secção de teste, a coordenada inicial, na parede interior da caixa, era determinada pela inexistência de sinal de fluorescência, e se necessário, após se efectuar o atravessamento completo da secção de teste, as posições eram rectificadas.

2.3.1 Avaliação dos parâmetros electrónicos

Esta subsecção tem por objectivo analisar a estabilidade electrónica do fotomultiplicador, associada à da sua fonte de alimentação, as características do laser, e a sua capacidade de assegurar que a potência do raio se mantém ao longo das medições.

2.3.1.1 Ensaios de estabilidade electrónica do fotomultiplicador e fonte de alimentação

Na avaliação da estabilidade do fotomultiplicador e respectiva fonte de alimentação colocam-se duas questões: as características do sinal electrónico de saída do fotomultiplicador na ausência de luz e a influência da voltagem de pré-amplificação do fotomultiplicador na tensão do sinal de fluorescência.

A existência de sinal electrónico na ausência de luz, introduz aquilo que se designou por corrente negra, descrita na subsecção 1.2.4. Esta é uma das componentes do sinal de saída do fotomultiplicador, que contribui para a incerteza

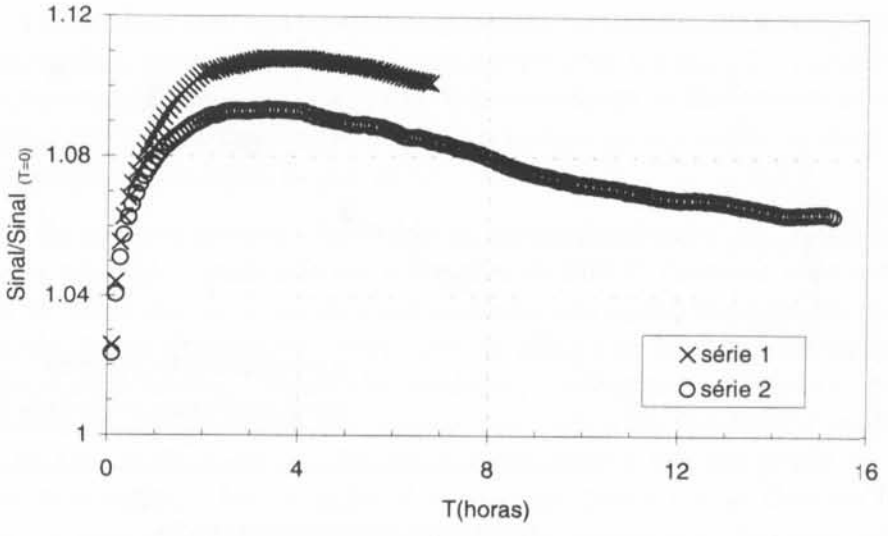


Figura 2.2: Variação temporal da voltagem do sinal de corrente negra para uma pré-amplificação de -1500 V (símbolos diferentes correspondem a medições efectuadas em 2 ocasiões diferentes). Série 1: Sinal $_{(T=0)}$= -0.5108 V; série 2: Sinal $_{(T=0)}$= -0.5067 V

associada à medição de concentração e que deve ser quantificada para cada conjunto de medições. Embora usualmente seja possível desprezar este tipo de ruído em técnicas de dispersão de luz (Becker, 1977), tal não aconteceu neste trabalho. Verificou-se que não existia diferença entre o valor médio do sinal de corrente negra e o valor médio do sinal de nível zero, que englobava igualmente a parcela de radiação de fundo, o que constituiu uma evidência do efectivo bloqueio da luz verde pelo filtro de banda passa-alto de 570 nm.

Para uma tensão de -1500 V na fonte de alimentação e com a óptica do fotomultiplicador tapada, impedindo a entrada de luz laser e luz ambiente, mediu-se de 5 em 5 minutos a tensão eléctrica de saída do fotomultiplicador. O objectivo destas medições foi também determinar o tempo necessário para aquecimento do equipamento, que foi ligado à corrente no instante zero. A figura 2.2 mostra a variação da voltagem do sinal de corrente negra em duas ocasiões diferentes (série 1 e série 2), durante 7 e 15 horas contínuas de funcionamento.

Em ensaios diferentes, o sinal aumentou entre 9 e 11 % relativamente ao valor inicial, com tendência para se fixar em valores da ordem dos 6 %, após 14 horas de funcionamento contínuo. A taxa de variação máxima ocorreu nos 120 minutos iniciais, e nas 4 horas seguintes o nível médio do sinal de corrente negra apresentou um desvio padrão próximo de 0.2 % do valor médio desse período. Este

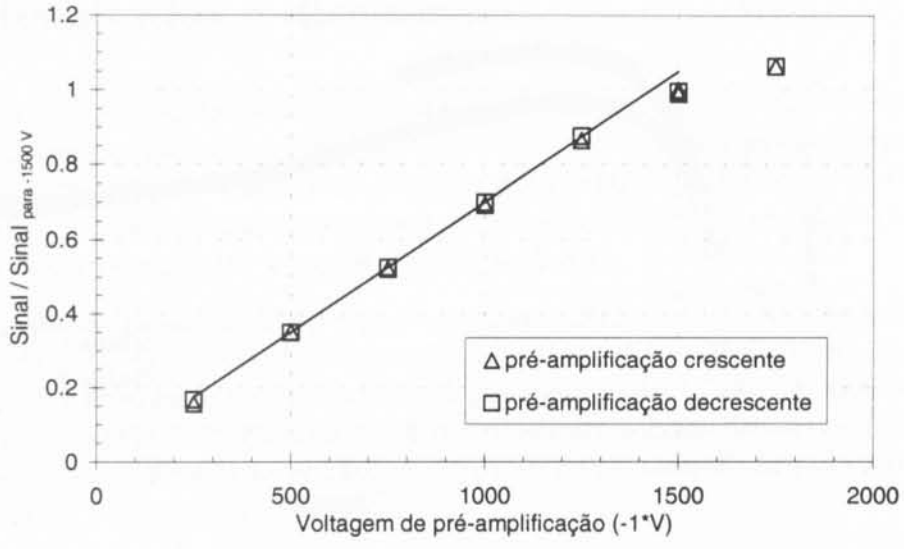


Figura 2.3: Sinal de fluorescência em função da voltagem de pré-amplificação fornecida ao fotomultiplicador (potência laser igual a 850 mW e solução de rodamina B com 0.23 mg/L de concentração, preparada a partir da solução-base A)

valor, correspondente a 1 mV, considerou-se desprezável por ser muito próximo da resolução da conversão do sinal analógico em digital (0.5 mV, tabela 2.3). Com base nestes resultados, concluiu-se que 2 horas era o tempo necessário para aquecimento do equipamento electrónico.

Analisou-se a influência da voltagem de pré-amplificação do fotomultiplicador no sinal de fluorescência (figura 2.3), utilizando 850 mW de potência laser e uma solução com 0.23 mg/L de rodamina B. O ensaio foi efectuado seguindo dois procedimentos distintos, aumentando a tensão de alimentação do fotomultiplicador e depois repetindo as medições diminuindo essa tensão. Para pré-amplificações até -1500 V a relação entre o sinal e a tensão de pré-amplificação era aproximadamente linear com uma taxa de variação da voltagem do sinal de fluorescência inferior a 0.1 % por 1 V da tensão de pré-amplificação. A tensão de alimentação do fotomultiplicador podia variar entre -200 e -2000 V, mas a tensão máxima de pré-amplificação foi -1750 V, porque para valores superiores a corrente do ânodo do fotomultiplicador era muito próxima do valor máximo (0.1 mA) aconselhado pelo fabricante. Este efeito é perceptível na figura 2.3, para tensões de pré-amplificação superiores a -1500 V, com o desvio da relação linear entre o sinal de saída do fotomultiplicador e a voltagem de pré-amplificação.

Como resultado adoptou-se a pré-amplificação de -1500 V do fotomultipli-

cador para a totalidade das medições, porque além de maximizar a amplificação do sinal mantendo a proporcionalidade entre intensidade do sinal de fluorescência e tensão de pré-amplificação, para a gama de intensidades de fluorescência obtida permitia optar por uma amplificação de 10× na placa de aquisição de sinal, com uma resolução correspondente de 0.5 mV.

A tensão de pré-amplificação fornecida ao fotomultiplicador era indicada por um mostrador analógico graduado em intervalos de 500 V. Durante uma série ou entre séries de medições de sinal de fluorescência, era muito importante manter a voltagem do fotomultiplicador, para que as medições fossem efectuadas em condições de repetibilidade. Durante as medições, e em especial durante o período de aquecimento do equipamento electrónico, era visível no mostrador analógico o aumento da tensão da fonte de alimentação, exigindo a sua reposição no valor inicialmente pretendido. Isto era difícil devido ao passo pouco fino do botão de controlo e à resolução insuficiente do mostrador analógico. Por este motivo, numa versão posterior da fonte de alimentação (subsecção 3.2.2) foi colocado um indicador digital adicional.

2.3.1.2 Ensaios de estabilidade do laser

Depois de concluída a avaliação das características dinâmicas do conjunto fotomultiplicador/fonte, procedeu-se a medições semelhantes, mas com o fotomultiplicador recolhendo luz originária do laser. O objectivo foi avaliar o comportamento do laser, a operar em modo de potência, durante períodos longos de funcionamento. Neste modo de funcionamento, o raio é emitido pelo laser de maneira a manter a mesma potência, ou seja, a mesma intensidade de luz para uma área transversal constante. Como a intensidade do sinal de luz fluorescente é função da intensidade de luz incidente (equação 1.2), é condição necessária para a medição por LIF que a fonte de luz seja estável. Quando tal não acontece é necessário um fotomultiplicador adicional para medir também a intensidade de luz laser incidente. Este procedimento, encontrado por exemplo em Walker (1987), exige um equipamento de medida mais dispendioso e um processamento do sinal de fluorescência mais complexo. O laser utilizado possuía incorporado um sistema de medição de potência, que determinava em cada instante a potência do feixe emitido e efectuava automaticamente a sua correcção para o valor pretendido se necessário, evitando assim a utilização de um fotomultiplicador adicional.

Para avaliar o comportamento do laser, colocou-se água limpa na caixa de vidro e mediu-se a intensidade do sinal de luz verde emitido do volume de controlo, de cinco em cinco minutos e por períodos até 8 horas (figura 2.4). Da análise da figura, verifica-se que medições com 1 mês de intervalo entre si apresentam comportamentos diferentes. Na série 1 a potência do raio laser manteve-se constante durante as 6 horas e meia iniciais e depois diminuiu. Para um período

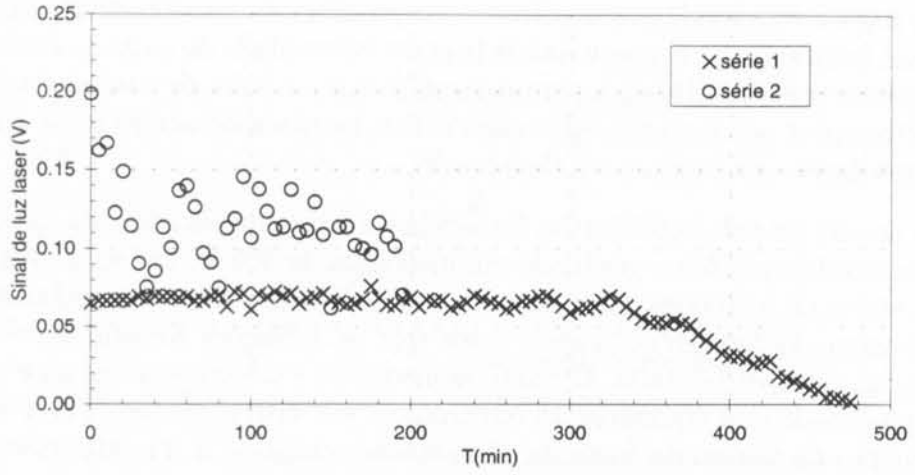


Figura 2.4: Intensidade da luz laser em função do tempo, para uma potência de 0.2 W e -1500 V de pré-amplificação do fotomultiplicador (2 séries de medições efectuadas com 1 mês de intervalo, ver texto)

qualquer de 30 minutos após o período de aquecimento de cerca de 2 horas, indicado pelo fabricante, o menor desvio padrão obtido para a série 1 foi igual a 3 % da média nesse período, valor muito superior a ± 0.5 % indicado pelo fabricante (tabela 2.1).

A série 2 das medições, abrangendo 3 horas de funcionamento contínuo, foi efectuada 1 mês depois da série 1. Os resultados mostram uma elevada variação temporal da intensidade de luz, e evidenciam um comportamento deficiente do laser. As variações de intensidade representadas na figura 2.4 não eram perceptíveis a partir da observação do raio laser, e o único sinal evidente que qualquer coisa de errado se passava era a impossibilidade de o laser funcionar em potências superiores a 0.75 W, valor inferior a potências obtidas anteriormente, e inferior aos 1.7 W indicados pelo fabricante.

Estes resultados tiveram como consequência diversas reparações e substituições do tubo de plasma do laser, tentativas frustradas de reparação que culminaram na substituição do laser por um outro de modelo mais recente (subsecção 3.2.2).

2.3.2 Avaliação dos parâmetros ópticos

Nesta subsecção pretende-se analisar a influência na intensidade do sinal de fluorescência de parâmetros ópticos, como a configuração óptica do sistema de

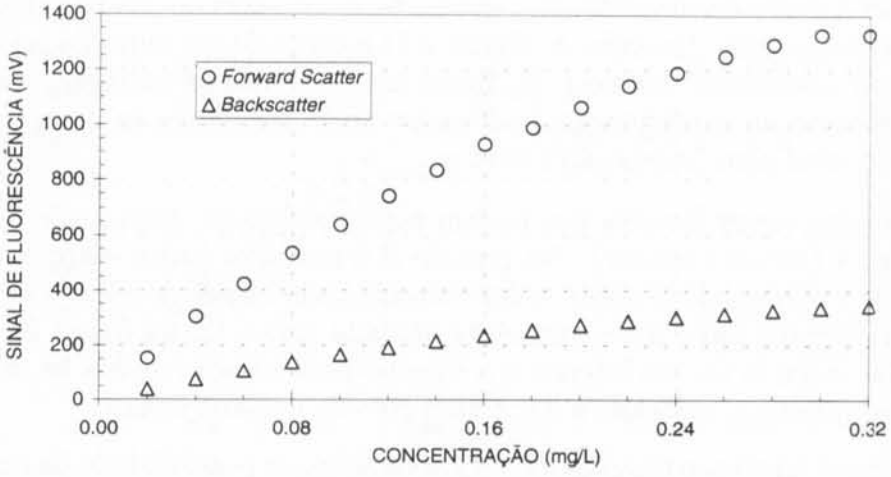


Figura 2.5: Influência da posição de recolha de luz fluorescente na tensão do sinal (potência laser igual a 0.25 W, pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V, concentrações obtidas a partir da solução-base B)

LIF, o alinhamento da óptica e do laser, e a posição da largura mínima do raio.

2.3.2.1 Configuração óptica do sistema

A escolha da configuração óptica do sistema depende de dois factores: a variação da intensidade de luz fluorescente com a posição de recolha de luz e a dificuldade de focagem do sistema óptico.

O sistema óptico utilizado permitia a utilização de configurações ópticas diferentes, conforme indicado na figura 2.1 e subsecção 2.2.2. Na posição B (*backscatter*) o conjunto constituído pela óptica do fotomultiplicador, separador de cor, filtro passa-alto e fotomultiplicador, estava acoplado à óptica emissora. Na posição frontal ao sistema óptico (posição A, *forward-scatter*), o fotomultiplicador e óptica respectiva eram montados no tripé.

Influência da posição de recolha de luz. Os resultados das medições de intensidade de luz fluorescente com o fotomultiplicador colocado nas posições A (*forward-scatter*) e acoplado ao sistema óptico na posição B (*backscatter*), são apresentados na figura 2.5 para valores de concentração até 0.32 mg/L. Para isolar o fenómeno em análise de problemas como a saturação no volume de controlo (subsecção 1.2.1) e envelhecimento das soluções (subsecção 2.3.4), utilizou-se 0.25 W de potência laser.

Para a gama de concentrações analisada, a voltagem do sinal de fluorescência em *forward-scatter* (posição A, figura 2.1) é cerca de 4× superior ao valor medido em *backscatter* (posição B, figura 2.1). A menor voltagem do sinal de fluorescência na configuração *backscatter* pode ser crítica se se aproximar do valor do nível zero (subsecção 1.2.4).

Existem vários factores que podem explicar a maior intensidade de sinal na posição A (*forward-scatter*). Na posição B o percurso óptico entre o volume de controlo e o fotomultiplicador inclui elementos adicionais em relação à posição A; esses elementos são a lente frontal da unidade óptica (2, na figura 2.1), o filtro espacial incluído no seu interior e o espelho para rotação da luz na direcção do fotomultiplicador, colocado a 45° com o eixo da unidade óptica.

Acresce ainda aos motivos identificados acima, a possibilidade da distribuição espacial anisotrópica da intensidade de luz fluorescente. Numa solução isotrópica são excitadas preferencialmente as moléculas cujo momento de transição é paralelo ao vector eléctrico dos fotões excitadores (excitação selectiva), a que corresponde emissão de luz fluorescente parcialmente polarizada (Lakowicz, 1983). Esta anisotropia da emissão de luz fluorescente pode ser atenuada, por exemplo pela rotação da direcção do momento de transição da substância fluorescente (difusão rotacional) durante o tempo de vida de fluorescência da molécula. Se existir alguma rotação *browniana* (movimento aleatório) nesse intervalo, a orientação das moléculas fluorescentes será rodada aleatoriamente, dando origem a uma despolarização parcial. Supõe-se que o tempo de vida da rodamina B (aproximadamente 4 ns) é suficiente para que a intensidade de luz fluorescente seja independente da direcção (Walker, 1987), e conclui-se que a diferença na voltagem no sinal de fluorescência nas configurações A e B se deve aos motivos identificados acima.

Influência da focagem do sistema óptico de recolha de luz. A intensidade do sinal de fluorescência depende da focagem do sistema óptico de recolha de luz. Se no decurso de uma medição ocorrer a alteração da focagem, a intensidade do sinal de fluorescência varia sem que isso corresponda à alteração da concentração no volume de controlo, dificultando assim a análise dos resultados.

Nas medições em que se observa sempre a mesma posição dentro da secção de teste, a focagem mantém-se porque as ópticas emissora e receptora permanecem fixas. Nas medições em que é necessário movimentar o volume de controlo no interior da secção de teste há que distinguir duas situações possíveis. Quando se trata de uma geometria simples com superfícies planas, como é o caso da caixa de vidro, as ópticas emissora e receptora mantêm a sua posição relativa e a focagem ao longo das medições. Quando a secção de teste apresenta superfícies curvas, como acontece nos capítulos 3 e 4, à alteração da posição do volume de

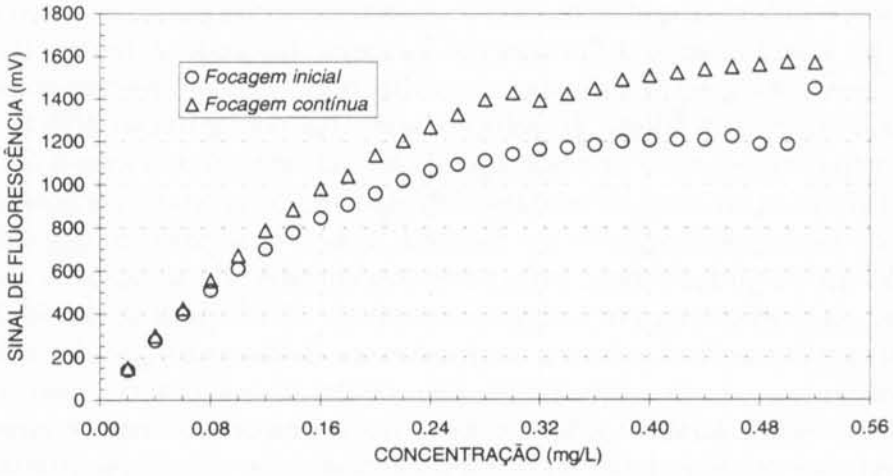


Figura 2.6: Influência da focagem na tensão do sinal recolhido em *forward-scatter* (0.25 W de potência laser, pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V e concentrações obtidas a partir da solução-base C)

controlo dentro da secção de teste corresponde a alteração do percurso óptico dos raios incidentes e da luz fluorescente emitida do volume de controlo, devido a fenómenos de refracção, exigindo a refocagem do sistema.

Para as medições em geometrias simples, qualquer configuração óptica poderia ser utilizada não fosse a falta de rigidez do conjunto óptico que se verificava na posição A (*forward-scatter*, na figura 2.1). Constatou-se que o tripé cedia ao peso do conjunto da óptica receptora, mudando de posição e alterando a focagem da óptica do fotomultiplicador. Como consequência, nas medições em que se movimentou o volume de controlo no interior da secção de teste, foi necessário refocar o sistema em cada posição. Muitas vezes se verificou a tendência de efectuar esta refocagem de maneira diferente em cada posição; por exemplo, alterando o ângulo do eixo da óptica do fotomultiplicador com a bissectriz dos raios laser, o que introduzia no sistema um erro adicional de difícil quantificação. Além disto, por vezes não era óbvio que se estivesse efectivamente a observar o cruzamento dos raios, porque era difícil localizar o volume de controlo através do óculo da óptica receptora e o sinal de fluorescência poderia ser originário de outra posição ao longo de um dos raios. Para as medições em geometrias com superfícies curvas, a posição B (*backscatter*, na figura 2.1) é aconselhável, porque os percursos ópticos das ópticas emissora e receptora coincidem, garantindo a focagem permanente do sistema. Além disto, nesta posição (*backscatter*) a óptica do fotomultiplicador, o separador de cor, o filtro passa-alto e o fotomultiplicador constituíam um conjunto rígido, acoplado à óptica emissora, e desta forma a óptica do fotomultiplicador mantinha-se sempre focada no volume de controlo.

Nas medições em que se observou sempre a mesma posição dentro da secção de teste, analisou-se a influência da focagem, medindo a tensão do sinal de fluorescência no centro da caixa de vidro para valores crescentes de concentração, obtidos por adição de solução-base. Na configuração óptica A (figura 2.6) comparou-se o sinal de fluorescência no caso em que se focou a óptica do fotomultiplicador no início da medição correspondente à menor concentração inicial (série de medições designada por focagem inicial) e no caso em que o fotomultiplicador foi reajustado para cada nova concentração da solução na caixa (série de medições designada por focagem contínua). A intensidade de sinal superior para focagem contínua é devida ao decaimento do fotomultiplicador e óptica respectiva no caso de focagem inicial, pelo efeito do seu próprio peso, durante o tempo de realização das medições. Deve notar-se que este facto é imperceptível em medições de velocidade, onde o fotomultiplicador na posição frontal ao laser é a configuração óptica preferível e a mais utilizada devido à maior intensidade de sinal. De novo, trata-se de mais um aspecto que distingue as duas técnicas, LIF e LDA, apesar de partilharem grande parte dos componentes que formam o sistema de medida.

A refocagem do sistema permite porventura repor o sinal naquele que é o seu valor real, mas introduz uma dificuldade adicional na utilização do sistema de medida. As medições em focagem contínua dependem muito do operador. A operação de focagem é cansativa, exige a observação alternada do visor do osciloscópio e do volume de controlo através do óculo da óptica do fotomultiplicador, de maneira a maximizar o sinal de fluorescência emitido do volume de controlo. Em qualquer dos dois casos, para as concentrações elevadas verifica-se o desvio da resposta linear entre concentração e tensão do sinal de fluorescência e a existência da absorção da luz laser dos raios, assuntos abordados adiante na subsecção 2.3.4 (páginas 75 e 77, respectivamente).

Medições efectuadas em *backscatter* (figura 2.7) apresentaram uma repetibilidade superior à alcançada em *forward-scatter* (figura 2.6). Na configuração óptica de *backscatter* não existia alteração da voltagem do sinal de sinal se se focasse novamente a óptica do fotomultiplicador para cada novo valor de concentração da solução analisado.

2.3.2.2 Influência do alinhamento da óptica e do laser

A dependência da intensidade de luz fluorescente do alinhamento do sistema óptico e do correcto funcionamento do laser está patente na figura 2.8. Apesar da menor voltagem do sinal de fluorescência recolhido, optou-se por medir em *backscatter*, porque a repetibilidade entre séries de medições era maior e não havia necessidade de focar continuamente a óptica do fotomultiplicador. Os resultados correspondem a dois grupos de medições efectuadas ao longo da dimensão interior

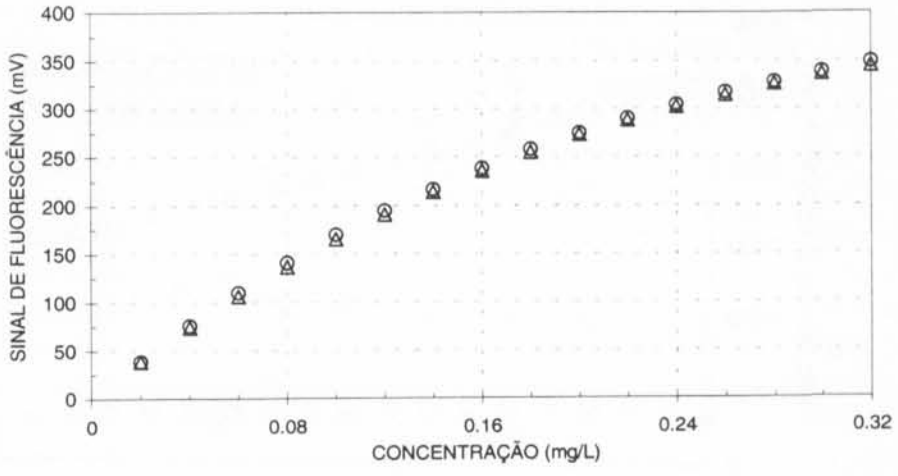


Figura 2.7: Influência da focagem na tensão do sinal recolhido em *backscatter* (0.25 W de potência laser, pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V e concentrações obtidas a partir da solução-base B; símbolos diferentes correspondem a ensaios diferentes efectuados com o objectivo de verificar a repetibilidade das medições)

(19 cm) da caixa de vidro na direcção x. As medições efectuadas antes e depois do laser ter sido realinhado pelo técnico no seu pico de emissão (514.5 nm) e do sistema óptico ter sido totalmente desmontado, limpo e novamente montado e alinhado, mostram que na mesma posição longitudinal, a intensidade de luz fluorescente recolhida após o alinhamento pode ser 7× superior. Apesar de antes e depois do realinhamento a potência do laser indicada no seu painel de controlo ser a mesma, os raios evidenciavam uma intensidade de luz mais elevada, e o realinhamento do sistema óptico aumentou a sua eficiência na recolha de luz fluorescente.

O volume de controlo foi deslocado atravessando a totalidade da caixa de vidro, e o decaimento da intensidade de sinal próximo das paredes interiores da caixa ($x = 0$ e $x = 19$ cm) mostra a dificuldade em efectuar medições na proximidade de superfícies sólidas. Este é um aspecto que será abordado adiante na subsecção 3.3.4, página 99. A taxa de diminuição da intensidade do sinal com o percurso óptico é igual a 9.4 mV/cm para a medição antes, e a 66.4 mV/cm para a medição depois do alinhamento, porque para a mesma concentração, maior intensidade de luz laser aumenta a absorção ao longo do percurso óptico. Este fenómeno é analisado na subsecção 2.3.4, página 77.

Estes resultados são indicação de uma dificuldade associada à medição por LIF, e indicam a necessidade de um bom alinhamento e controlo das condições

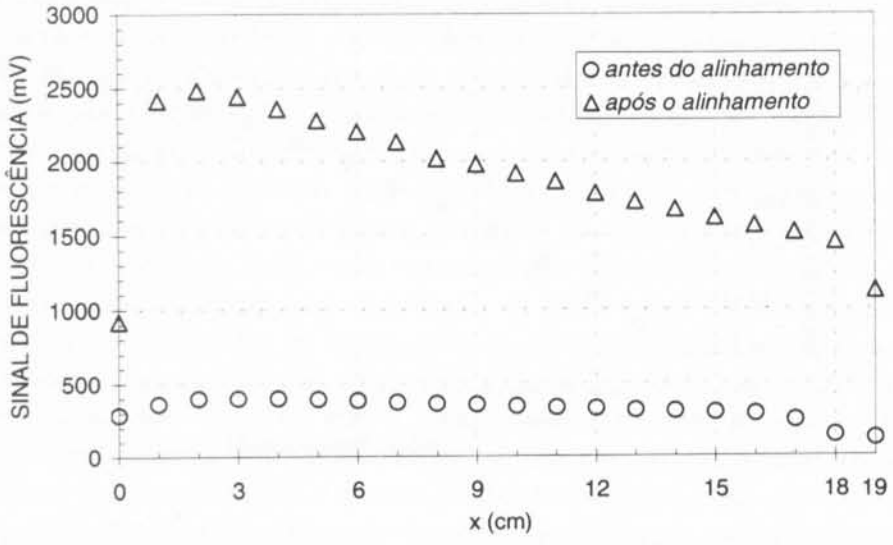


Figura 2.8: Influência do alinhamento na tensão do sinal recolhido em *backscatter* (potência laser igual a 1.0 W, pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V, concentração de 0.10 mg/L obtida a partir da solução-base D)

experimentais.

2.3.2.3 Influência da localização da largura mínima do raio

Analisou-se a relação entre a focagem da largura mínima do raio no volume de controlo, a potência laser e a concentração da solução de rodamina B, com o sistema óptico na configuração de *backscatter*. Os ensaios a seguir, designados por largura mínima, correspondem a uma configuração óptica em que a secção de menor largura dos raios foi posicionada na sua intersecção. Os ensaios designados por largura máxima correspondem a uma configuração óptica em que a secção transversal dos raios era a máxima possível na intersecção dos raios. Nesta configuração a largura dos raios na secção em que se intersectavam foi estimada em 0.143 mm, valor 1.9× superior à dimensão do eixo menor do elipsóide (0.075 mm, tabela 2.1). Como a potência emitida pelo laser era igual nos 2 casos, à diminuição da largura do raio correspondia um aumento da intensidade de luz na secção transversal do volume de controlo igual ao quadrado da relação entre as larguras, i.e. um aumento de 3.6×.

A figura 2.9 mostra que a largura mínima posicionada no volume de controlo aumenta a taxa de diminuição do sinal de fluorescência ao longo do percurso óptico dos raios no interior da caixa, e o sinal de fluorescência é cerca de 3.5×

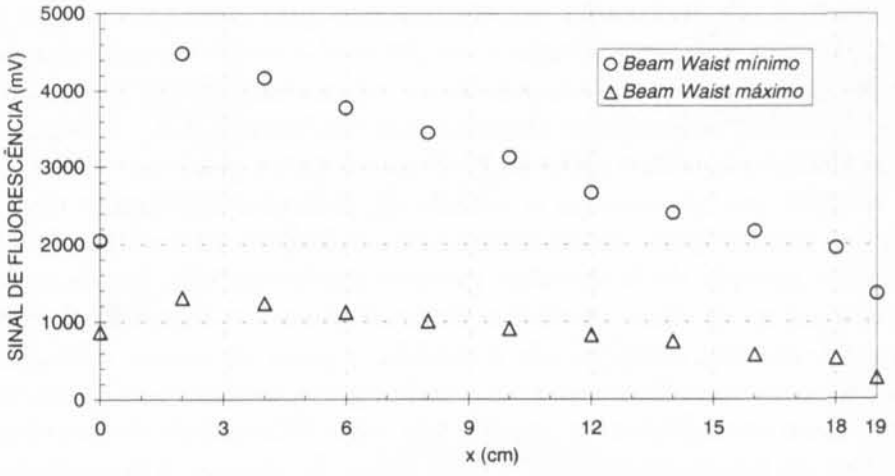


Figura 2.9: Influência da focagem do *beam waist* no volume de controlo (1.0 W de potência laser, -1500 V de pré-amplificação do fotomultiplicador, concentração de 0.2 mg/L obtida a partir da solução-base D)

superior, em boa concordância com o incremento de intensidade de luz laser acima estimado.

Para concentrações até 0.2 mg/L, identificou-se o mesmo comportamento utilizando igualmente potências laser inferiores (200 mW). No entanto, conjugando uma potência laser pequena e igual a 200 mW com uma solução de baixa concentração de rodamina B (0.02 mg/L), não se verificou alteração significativa na voltagem do sinal de fluorescência, indicação da menor sensibilidade do sistema nessas condições.

Este aumento do sinal de fluorescência com a diminuição do volume de controlo, põe em causa a estimativa da dimensão do volume de medição, efectuada através de (2.1) e constitui uma indicação que o volume de controlo é efectivamente visto na totalidade pelo sistema de recolha de luz. Estas medições de fluorescência, obtidas para volumes de controlo de dimensões diferentes, evidenciam a influência da dimensão do volume de controlo na intensidade do sinal recolhido (subsecção 1.2.4). No entanto, a média volumétrica como fonte de erro na concentração média não se coloca nestas medições, pois foram utilizadas unicamente soluções homogéneas de rodamina B.

2.3.2.4 Configuração óptica adoptada para as medições por LIF

Como resultado da análise desta subsecção, concluiu-se que a melhor configuração óptica para a medição de concentração por LIF era a posição B (*backscatter*). A

configuração de *backscatter* apresenta ainda duas vantagens na sua utilização em medições por LIF, em relação à de *forward-scatter*. A primeira vantagem é a melhor adequação para a medição de intensidade de luz numa geometria com superfícies curvas, como a utilizada nos capítulos 3 e 4. A segunda vantagem está relacionada com o facto da radiação dispersa pelas partículas em suspensão na solução que atravessam o volume de controlo, apresentar uma distribuição espacial anisotrópica, sendo mínima no sentido de retro-dispersão (*backscatter*). Assim, a posição de *backscatter* permite minimizar esta luz de comprimento de onda igual ao do laser recolhida, favorecendo o seu bloqueio e sendo mais uma garantia que esta radiação não é medida. Apesar da menor voltagem do sinal de fluorescência recolhido com esta configuração, verificou-se que a repetibilidade entre séries de medições era maior e não havia necessidade de focar continuamente a óptica do fotomultiplicador. Como forma de atenuar a desvantagem da menor intensidade de sinal associada a esta configuração optou-se ainda por posicionar a largura mínima dos raios no volume de controlo.

2.3.3 Repetibilidade

A repetibilidade de resultados nas medições de LIF depende de factores diversos, como por exemplo: a capacidade de preparar soluções-base idênticas; a capacidade de preparar soluções de rodamina B com igual concentração utilizando a mesma solução-base ou soluções-base diferentes e a degradação das características fluorescentes das soluções com a luz laser e com o envelhecimento da solução--base a partir da qual são preparadas. Outros aspectos que possam dificultar a repetibilidade dos resultados relacionados com a configuração óptica já foram analisados na subsecção anterior (2.3.2), e os resultados que se seguem foram obtidos na configuração de *backscatter*, que se concluiu ser a mais vantajosa.

Preparação das soluções-base e das soluções na caixa de vidro. A capacidade de preparar soluções de rodamina B com igual concentração dependia da metodologia utilizada (subsecção 2.2.3), i.e. soluções de concentração crescente por adição de solução-base ou soluções de concentração decrescente por adição de água. Recorrendo às duas metodologias mediu-se a voltagem do sinal de fluorescência em função da concentração, mantendo constantes a potência laser, a voltagem do fotomultiplicador e a amplificação do sinal.

Preparando as soluções por adição de água (figura 2.10), para séries de medições diferentes obtiveram-se voltagens do sinal de fluorescência com variações entre 60 e 40 mV, para igual valor de concentração. Estes valores correspondem por exemplo, para concentrações pequenas de 0.01 mg/L a uma variação cerca de 6× superior ao valor médio das 6 séries, e para uma concentração mais elevada

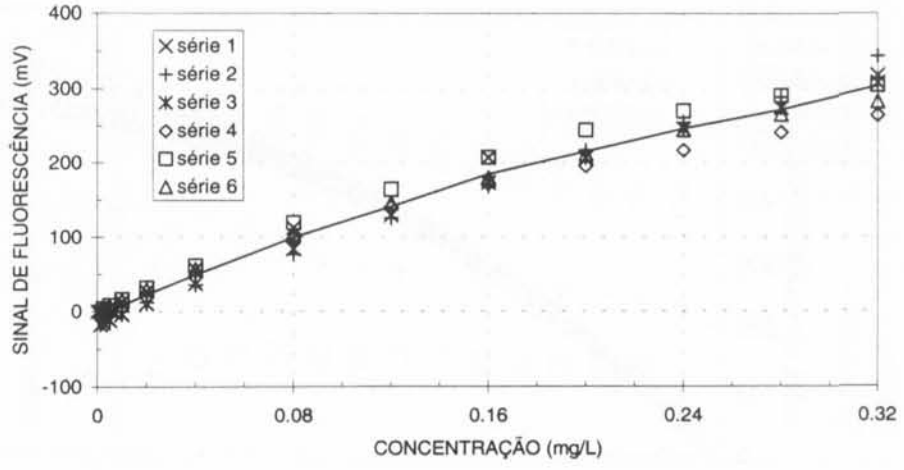


Figura 2.10: Sinal de fluorescência em soluções de concentração variável, preparadas por adição de água (0.25 W de potência laser, -1500 V de pré-amplificação do fotomultiplicador e concentração inicial obtida a partir da solução-base E (séries 1, 2 e 3) e F (séries 4, 5 e 6). A linha a cheio une os valores obtidos calculando a média das 6 séries representadas)

de 0.08 mg/L a uma variação próxima de 40 % do valor médio. Mesmo tendo presente a incerteza experimental para esta concentração (subsecção 2.2.4), estes resultados não apresentavam características de repetibilidade. Para analisar a possível influência da utilização de diferentes soluções-base, analisaram-se separadamente os conjuntos de medições constituídos pelas séries 1, 2 e 3 (soluções preparadas a partir da solução-base E) e pelas séries 4, 5 e 6 (soluções preparadas a partir da solução-base F). Foi possível constatar entre os dois conjuntos uma variação da intensidade de fluorescência para a concentração inicial (mais elevada) de 12 % e 14 %, respectivamente para cada conjunto. Estes valores são muito superiores às incertezas relativas estimadas para a concentração inicial das soluções preparadas a partir das soluções-base E e F, 7.8 e 2.3 % (tabela 2.6).

No caso em que as soluções foram preparadas por adição de solução-base (figura 2.11), o conjunto das medições utilizando a mesma solução-base (séries 1 e 2) e outra solução-base (série 3) e com concentração inferior a 0.12 mg/L, apresentava um desvio-padrão inferior a 4 mV para cada valor de concentração utilizada. Este valor, por ser igual ao limite inferior da incerteza associada à medição de intensidade de fluorescência (subsecção 2.2.4), pode ser desprezado. Para soluções preparadas a partir da mesma solução-base, as diferenças de intensidade do sinal aumentavam com a concentração, apesar da análise na subsecção 2.2.4 não prever a acumulação da incerteza experimental. A diferença máxima verificada foi 9.5 % do valor médio do sinal de fluorescência obtido para

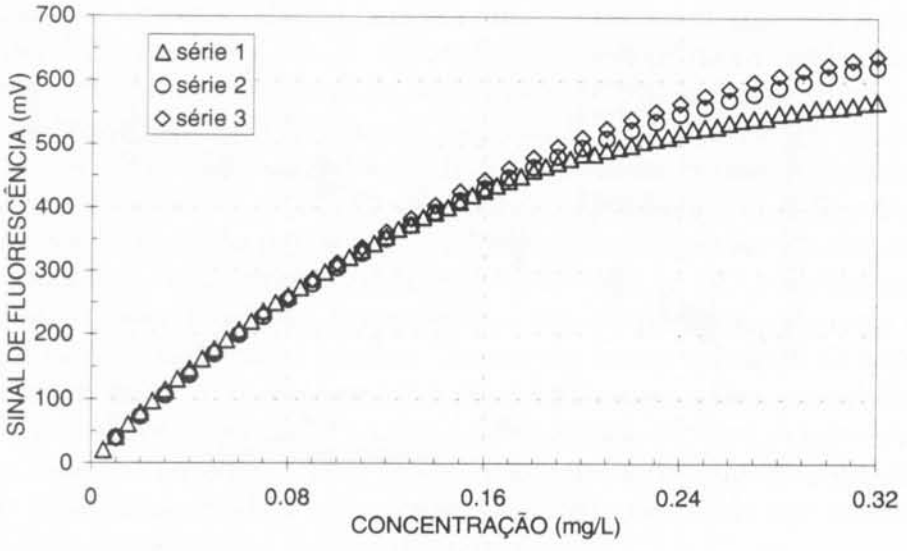


Figura 2.11: Sinal de fluorescência em soluções de concentração variável, preparadas por adição de solução-base (0.50 W de potência laser, -1500 V de pré-amplificação do fotomultiplicador e concentração inicial obtida a partir da solução-base F (séries 1 e 2) e G (série 3))

as séries 1 e 2, para uma concentração de 0.32 mg/L. Comparando entre si os sinais de fluorescência para a mesma concentração máxima, obtidos para soluções preparadas a partir de soluções-base diferentes, obteve-se uma variação de 8.2 % (série 3) relativamente ao valor médio das séries 1 e 2. Comparando este valor com a incerteza estimada (subsecção 2.2.4.1) verifica-se a sua concordância com o previsto, no entanto os resultados da figura 2.11 para concentrações inferiores a 0.16 mg/L, indicam uma repetibilidade experimental inferior a 2% do valor médio do sinal de fluorescência. Este valor é muito inferior ao da incerteza estimada para a concentração das soluções (entre 2.1 e 3.4 %, para uma concentração de 0.16 mg/L, tabela 2.5) e ao valor mínimo da incerteza-padrão relativa combinada (3.5 %, tabela 2.7), o que se considerou satisfatório.

Estes resultados (figuras 2.10 e 2.11) mostram mais uma vez a melhor repetibilidade experimental alcançada no caso das soluções na caixa de vidro serem preparadas por adição de solução-base em vez de adição de água, confirmando assim a nossa opção indicada na subsecção 2.2.3, com base na método de preparação das soluções, e na subsecção 2.2.4, com base na análise da propagação da incerteza.

Degradação das características das soluções. A análise da degradação das características fluorescentes das soluções foi efectuada recorrendo a medições ao

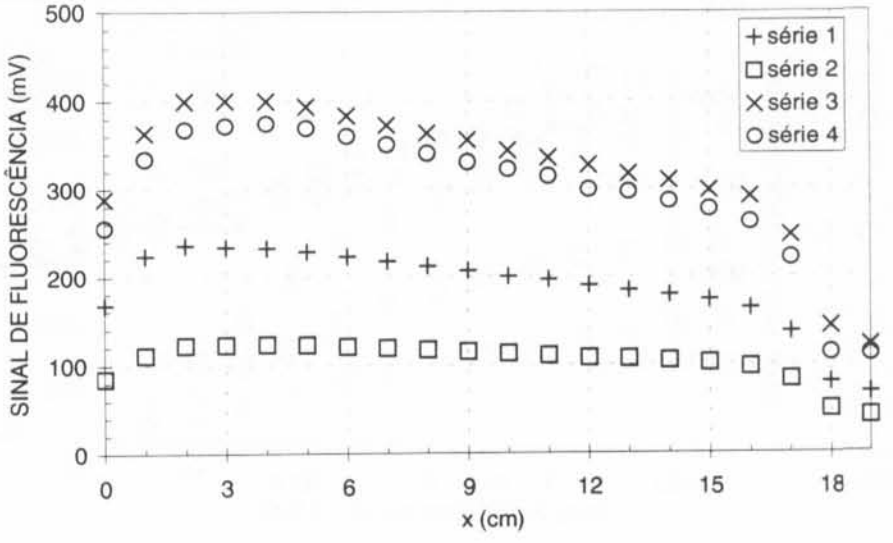


Figura 2.12: Sinal de fluorescência utilizando soluções diferentes na caixa de vidro (potência laser igual a 1.0 W, -1500 V de pré-amplificação do fotomultiplicador, concentração de 0.10 mg/L obtida a partir da solução-base D)

longo do percurso longitudinal interior da caixa de vidro. A figura 2.12 mostra quatro séries de medições com duas soluções de igual concentração (0.10 mg/L) obtidas por adição de volumes da mesma solução-base. A utilização de uma solução preparada há 4 dias em medições em dias consecutivos (série 1 e série 2), mostra uma atenuação entre 50 e 60 % do sinal de fluorescência das medições efectuadas no dia seguinte (série 2). Repetiram-se as medições, utilizando uma nova solução de igual concentração, realizando primeiro a série 3 e de seguida a série 4 durante o mesmo dia. O aumento do sinal de fluorescência em relação aos ensaios das séries 1 e 2, foi atribuído à utilização da solução no próprio dia em que esta foi preparada. Verificou-se que a série posterior (série 4) apresentava um sinal cerca de 8 % inferior ao da primeira série (série 3), mantendo-se esta diferença em toda a extensão da caixa de vidro. As 4 séries da figura 2.12 apresentam diminuição do sinal de fluorescência com o aumento do percurso óptico; aspecto que será analisado com maior detalhe adiante na subsecção 2.3.4, página 77. A menor intensidade nos resultados da figura 2.11 resulta do facto de terem sido obtidos antes do alinhamento referido na subsecção 2.3.2.2.

Após o alinhamento referido na subsecção 2.3.2.2, efectuaram-se novas séries de medições, para comparar a repetição das medições no mesmo dia utilizando a mesma solução na caixa de vidro (figura 2.13). Verificou-se para a medição posterior (série 2) uma diminuição da intensidade de fluorescência ao longo de toda a caixa, tal como no caso das séries 3 e 4 da figura 2.12, o que confirma

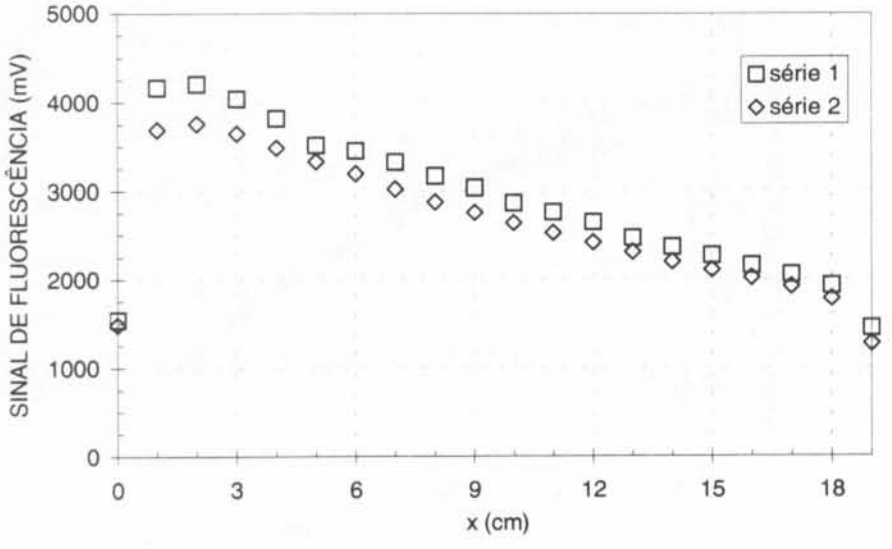


Figura 2.13: Sinal de fluorescência utilizando a mesma solução na caixa de vidro, no mesmo dia (potência laser igual a 1.0 W, -1500 V de pré-amplificação do fotomultiplicador, concentração de 0.20 mg/L obtida a partir da solução-base D)

tratar-se de um comportamento inerente às propriedades da rodamina B, independente do alinhamento do sistema óptico. Verificou-se ainda, a diminuição do sinal de fluorescência, quando após ter percorrido a distância entre as duas paredes opostas da caixa, se voltou a efectuar idêntico percurso no sentido inverso. Isto é indicação do envelhecimento da solução de rodamina B no interior da caixa e consequente degradação do sinal de fluorescência, fenómeno analisado na subsecção 2.3.3. Estes resultados inviabilizam a utilização sucessiva da mesma solução, para concentrações elevadas.

2.3.4 Propriedades fluorescentes das soluções de rodamina B

Nesta subsecção pretende-se analisar a fluorescência das soluções de rodamina B, procurando o intervalo de linearidade entre concentração, potência e a tensão de sinal de fluorescência, analisando a estabilidade das soluções e determinando a influência de factores ambientais.

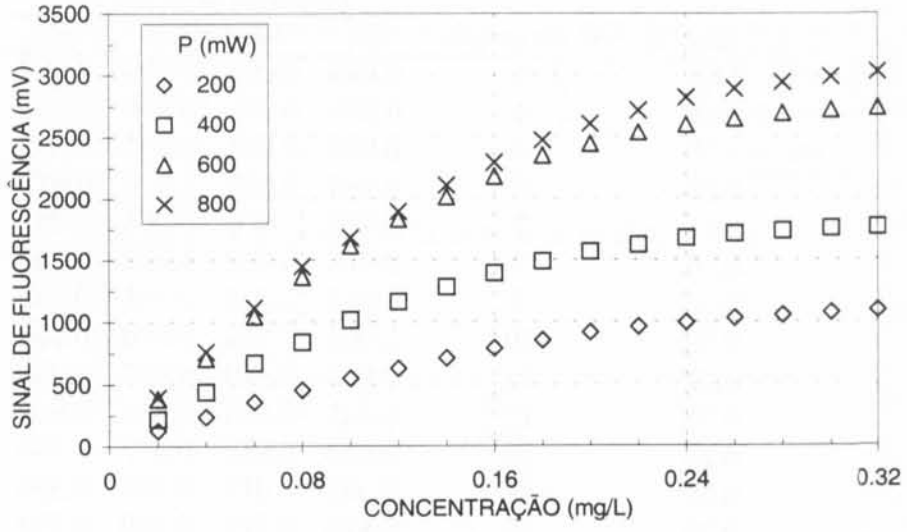


Figura 2.14: Relação entre concentração e sinal de fluorescência, para diferentes potências laser (concentrações obtidas a partir da solução-base H)

2.3.4.1 Resposta linear do sinal de fluorescência

A figura 2.14 mostra a relação entre a concentração de rodamina B, a intensidade do sinal de fluorescência e a potência do feixe do laser. Na tabela 2.8 encontram-se os coeficientes de regressão linear resultantes do ajuste de uma recta pelo método dos mínimos quadrados aos dados da figura 2.14, em amostras constituídas por um número de pontos entre 3, para concentrações entre 0.02 e 0.06 mg/L, e 16, abrangendo a totalidade da gama de concentrações até ao máximo de 0.32 mg/L. Os resultados mostram que a diminuição, verificada no coeficiente de regressão com o aumento da concentração, apresenta uma taxa crescente com o aumento da potência.

O estabelecimento de uma gama de concentrações para as quais se considera existir linearidade partiu da análise da tabela 2.8. Para uma dada concentração calculou-se a diferença entre o valor previsto pela regressão linear correspondente às concentrações a ela inferiores e o sinal medido de fluorescência. Para a concentração de 0.08 mg/L, esta diferença era igual a 5% do valor medido para uma potência de 200 mW, 6 % para 400 mW e 4 % para 600 e 800 mW. Para a concentração de 0.10 mg/L estes valores eram todos superiores a 7 %. Embora se verifique menor correlação para potências superiores, esse efeito pode ser desprezado para concentrações inferiores a 0.08 mg/L. Desta forma, para o equipamento de medida e configuração experimental utilizados, conclui-se ser válida uma relação linear do tipo $I_f = 2.3\phi I_o \varepsilon b C$ (equação 1.2) para concentrações

		Potência laser [mW]			
C_n [mg/L]	Nº de pontos	200	400	600	800
0.06	3	0.998	0.995	0.995	0.997
0.08	4	0.995	0.994	0.996	0.997
0.10	5	0.990	0.991	0.990	0.985
0.12	6	0.983	0.985	0.981	0.971
0.14	7	0.980	0.974	0.968	0.961
0.16	8	0.977	0.962	0.953	0.949
0.18	9	0.972	0.949	0.941	0.939
0.20	10	0.966	0.932	0.920	0.925
0.22	11	0.956	0.910	0.895	0.906
0.24	12	0.941	0.885	0.864	0.850
0.26	13	0.924	0.854	0.827	0.860
0.28	14	0.903	0.817	0.786	0.829
0.30	15	0.878	0.775	0.739	0.794
0.32	16	0.850	0.727	0.686	0.755

Tabela 2.8: Coeficientes de regressão linear aos dados da figura 2.14

até 0.08 mg/L e potências laser não superiores a 800 mW.

2.3.4.2 Influência de factores ambientais

Apesar de a relação linear entre concentração e intensidade de fluorescência ser a questão fundamental quando se pretende medir concentração por LIF, não é possível ignorar a sensibilidade a factores experimentais desta técnica. Por esta razão se inclui nesta secção de propriedades fluorescentes de rodamina B a análise do sinal de fluorescência quando se variam parâmetros experimentais como a duração da exposição da solução à luz laser, a temperatura da solução e a extensão do percurso óptico dos raios laser no interior da solução. Estes parâmetros serão analisados pela ordem indicada nos parágrafos seguintes.

Em soluções que não sejam agitadas, a indução de fluorescência por laser pode provocar a fotodecomposição da rodamina B, i.e. atenuação da intensidade de luz fluorescente emitida (Miller (1981) e Guilbault (1990)), e constituir uma fonte de erro. Pretende-se com esta análise constatar até que ponto a utilização de uma solução de volume suficientemente elevado e continuamente agitada, permite evitar este efeito e concluir sobre a existência de estabilidade temporal das soluções de rodamina B. Para analisar a manutenção do sinal de fluorescência emitido pelo traçador quando continuamente sujeito ao estímulo provocado pela luz laser incidente, utilizou-se uma solução com concentração igual a 0.04 mg/L, valor para o qual o sinal de fluorescência é proporcional à concentração. Os resul-

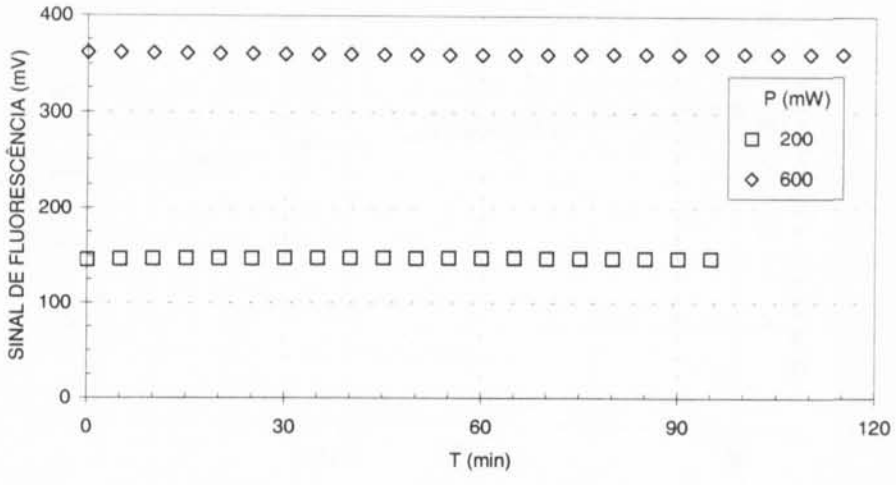


Figura 2.15: Tensão do sinal de fluorescência em função do tempo, para 2 potências de laser (0.2 e 0.6 W), -1500 V de pré-amplificação do fotomultiplicador e uma concentração de 0.04 mg/L de Rodamina B (concentrações obtidas a partir da solução-base I)

tados da figura 2.15 foram obtidos com periodicidade de 5 minutos, ao longo de 3 a 4 horas, com o volume de controlo no centro da caixa de vidro e a solução continuamente atravessada pelos raios laser. Verificou-se que o sinal de fluorescência se manteve estável, para potências de 200 mW e de 600 mW.

Igualmente para concentração de 0.04 mg/L de rodamina B analisou-se o sinal de fluorescência, fazendo variar a temperatura da solução entre 25 e 40 °C. A figura 2.16 mostra que a voltagem do sinal de fluorescência diminui 2 % por 1 °C, valor inferior aos 5 % referidos por Guilbault (1990).

Procurou-se quantificar a influência da absorção da intensidade da luz laser ao longo do percurso óptico na diminuição da luz incidente no volume de controlo e consequentemente menor intensidade de fluorescência emitida. Para isto mediu-se o sinal de fluorescência originário de diferentes posições no interior da caixa de vidro, a que correspondia o aumento do percurso dos raios laser no interior da solução de rodamina B. O volume de controlo foi movimentado na direcção dos raios em intervalos de 10 mm, deslocando a caixa de vidro colocada na mesa de atravessamento (figura 2.1). Para além dos resultados já apresentados nas figuras 2.8, 2.9, 2.12 e 2.13, que evidenciam este fenómeno, analisam-se em especial os resultados da figura 2.17. Utilizou-se uma solução de rodamina B de concentração baixa (0.04 mg/L) e potências laser de 200 e 600 mW, valores para os quais existia estabilidade temporal das propriedades fluorescentes e uma relação linear entre a voltagem do sinal de fluorescência e a concentração da

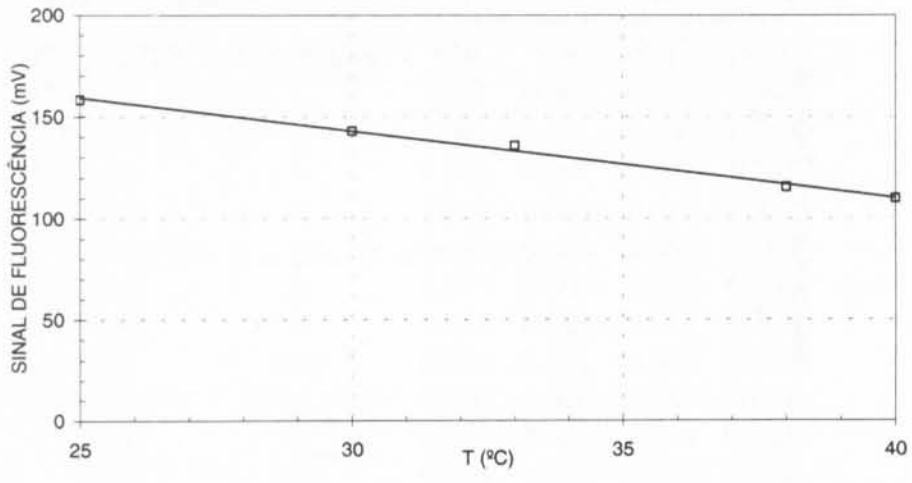


Figura 2.16: Tensão do sinal de fluorescência em função da temperatura da solução (potência laser igual a 0.2 W, pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V e concentração de 0.04 mg/L obtida a partir da solução-base I)

solução. A figura 2.17 mostra a existência de absorção e a influência da proximidade entre o volume de controlo e as paredes interiores da caixa, responsável pela atenuação da intensidade de sinal de fluorescência para $x = 1$ e 18 cm (este efeito está analisado com maior detalhe na subsecção 3.3.4, página 99). Observou-se uma diminuição de intensidade de fluorescência de 3 mV/cm e 7 mV/cm para potências laser de 200 e 600 mW, respectivamente. Estes valores correspondem a uma valor de 1.8 % para a diminuição por cm de extensão de percurso óptico da voltagem do sinal, adimensionalizada pela voltagem do sinal em $x = 2$ cm, primeira posição em que não se notava a influência da parede.

Para a máxima extensão do percurso óptico analisado (140 mm, entre $x = 2$ e 16 cm), a quantificação do parâmetro τ_{mf} (subsecção 1.2.4.2), conduz a valores de 72.5 e 76.8 % para potências laser de 200 e 600 mW, respectivamente. Verifica-se que para concentração constante, a atenuação por efeitos de absorção é praticamente independente da potência incidente, o que está de acordo com (1.1). Analisando novamente a figura 2.13, verifica-se que este fenómeno é mais acentuado para concentração igual a 0.2 mg/L e potência laser de 1000 W, atingindo-se $\tau_{mf} = 50$ %. Estes valores não permitem verificar a condição $1 - \tau_{mf} \ll 1$, devendo-se ter em atenção a ocorrência de fenómenos de absorção para a análise de fenómenos de mistura, mesmo utilizando concentração pequena (0.04 mg/L).

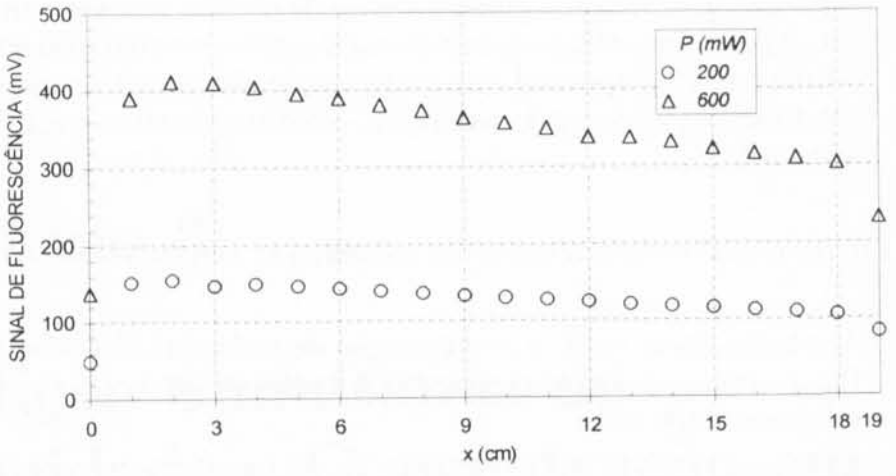


Figura 2.17: Variação do sinal de fluorescência com a extensão do percurso óptico, para 2 potências laser (pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V e concentração de 0.04 mg/L de rodamina B obtida a partir da solução-base I)

2.4 Conclusões

Este capítulo reúne um conjunto de ensaios numa geometria simples, uma caixa de vidro, com o objectivo de analisar algumas questões fundamentais e desenvolver uma metodologia experimental de utilização da LIF, que possa ser utilizada para calibração posterior da técnica e possibilite a sua conjugação com outra técnica óptica (LDA) utilizada para medição de velocidade.

Em relação à metodologia e parâmetros experimentais, foi possível concluir o seguinte.

1. As soluções de concentração homogénea de rodamina B devem ser preparadas a partir da adição de volumes conhecidos de solução-base, de concentração mais elevada. Desta forma não se verifica a acumulação do erro experimental, com valores da concentração crescentes e a incerteza relativa da concentração das soluções de rodamina B mantém-se inferior a 5.2 %.

2. É necessário um alinhamento correcto do sistema óptico, de maneira a tornar o sistema de recolha de luz mais eficiente. Para aumentar a intensidade da radiação laser no volume de controlo e melhorar a relação sinal/ruído, a secção de largura mínima dos raios deve ser posicionada na sua intersecção.

3. A melhor configuração óptica é a de *backscatter*, com o fotomultiplicador

rigidamente acoplado à unidade óptica de divisão e focagem do feixe emissor. Apesar da configuração de *forward-scatter* ser preferível em LDA, com o equipamento disponível esta configuração não permitia manter condições idênticas de focagem entre medições, constituindo assim uma fonte de erro adicional.

Em relação ao comportamento da rodamina B, concluiu-se:

1. A relação linear entre a concentração de rodamina B e a intensidade de fluorescência ocorre para concentrações até 0.08 mg/L, para potências laser inferiores a 800 mW.

2. Para soluções homogéneas de baixa concentração (0.04 mg/L), permanentemente agitadas, a intensidade de fluorescência da rodamina B mantém-se constante ao longo do tempo. Para concentrações de 0.1 e 0.2 mg/L identificaram-se fenómenos de degradação do sinal de fluorescência, devido à exposição prolongada da solução à radiação incidente.

3. A diminuição do sinal de fluorescência com a temperatura da solução é de 2 % do seu valor médio por 1°C.

4. Mesmo em soluções de baixa concentração de rodamina B (0.04 mg/L) a absorção ao longo do percurso óptico não deve ser desprezada e apresenta valores de cerca de 1.8 % por cm de extensão de percurso óptico, utilizando potências laser entre 200 e 600 mW.

Confirma-se a possibilidade de medir o sinal de fluorescência com uma incerteza relativa entre 3.6 e 36 %, sendo o maior contributo para este valor originário da conversão do sinal analógico em digital. Esta incerteza e os resultados apresentados, apontam para a necessidade de melhorar o desempenho e características do equipamento de medida.

Capítulo 3

Medição Simultânea de Velocidade e Concentração em Soluções Homogéneas num Tubo de Vidro Acrílico

3.1 Introdução

Este capítulo representa um passo intermédio entre as medições de concentração no interior de uma caixa de vidro, no capítulo 2, e as medições de velocidade e concentração no escoamento de 2 jactos coaxiais, no capítulo 4. Devido à medição simultânea de velocidade e concentração, o equipamento de medida difere do utilizado no capítulo anterior. São de referir a substituição do laser por outro de modelo mais recente, as alterações na fonte de alimentação do fotomultiplicador do sinal de fluorescência, a introdução de uma frequência num dos feixes e a utilização de um novo sistema de aquisição de dados. É um dos objectivos deste capítulo avaliar a eficiência das alterações introduzidas no equipamento de medida e as características de um novo sistema de aquisição de dados, que permite a conjugação da LIF com a LDA.

Nas medições do presente capítulo é utilizando um escoamento com concentração de rodamina B conhecida, originado pela injecção de um caudal conhecido de solução-base de rodamina B num circuito de água principal. A par da descrição do sistema de injecção do traçador fluorescente, é efectuada uma estimativa da incerteza das concentrações de rodamina B no escoamento. Avaliou-se a aplicabilidade da técnica a uma geometria cilíndrica (tubo de vidro acrílico), utilizando para o efeito soluções aquosas de rodamina B com concentração conhecida. A

alteração da geometria da secção de teste teve como consequência a alteração do percurso óptico dos raios incidentes e da luz fluorescente dispersa pelo traçador presente no volume de controlo. Por causa disto houve necessidade de verificar as relações existentes entre o sinal de fluorescência da rodamina B e parâmetros como a potência laser, concentração e extensão do percurso óptico.

Conteúdo do Capítulo. O capítulo está organizado em 5 secções, para além desta secção introdutória. Inicialmente descreve-se o método experimental utilizado nas medições, secção 3.2. Na secção 3.3 é analisada a estrutura do sinal de fluorescência e a influência da aquisição de dados condicionada pelo sinal de velocidade nas características do sinal de fluorescência. Na secção 3.4 são apresentadas as características do sistema de injecção do traçador fluorescente. Na secção 3.5 apresentam-se os resultados da verificação das propriedades fluorescentes da rodamina B e da medição simultânea por LDA e LIF, e estabelecem-se as condições de aplicabilidade da técnica a um escoamento no interior de um tubo cilíndrico. O capítulo termina com as conclusões principais, secção 3.6.

3.2 Método experimental

Nesta secção são descritos a instalação experimental (subsecção 3.2.1) e o equipamento utilizado para a medição simultânea por LDA e LIF (subsecção 3.2.2), é apresentada a metodologia de obtenção das soluções no interior da secção de teste (subsecção 3.2.3) e é quantificada a incerteza associada às medições (subsecção 3.2.4).

3.2.1 Instalação

A figura 3.1 mostra, de forma esquemática, a instalação experimental utilizada, que para facilidade de apresentação é descrita no texto que se segue em função dos 3 elementos principais que a constituem: a secção de teste, o circuito de água principal e o circuito de injecção do traçador fluorescente.

Secção de teste. A secção de teste consistiu num tubo de vidro acrílico, de 2 m de comprimento, 42 mm de diâmetro interno e 4 mm de espessura, colocada no interior de uma câmara escura e isolada da luz ambiente. Esta secção, no interior da qual se fez escoar uma mistura homogénea de água e rodamina B, é a mesma secção utilizada no capítulo seguinte, no interior da qual se criou o escoamento de dois jactos coaxiais confinados.

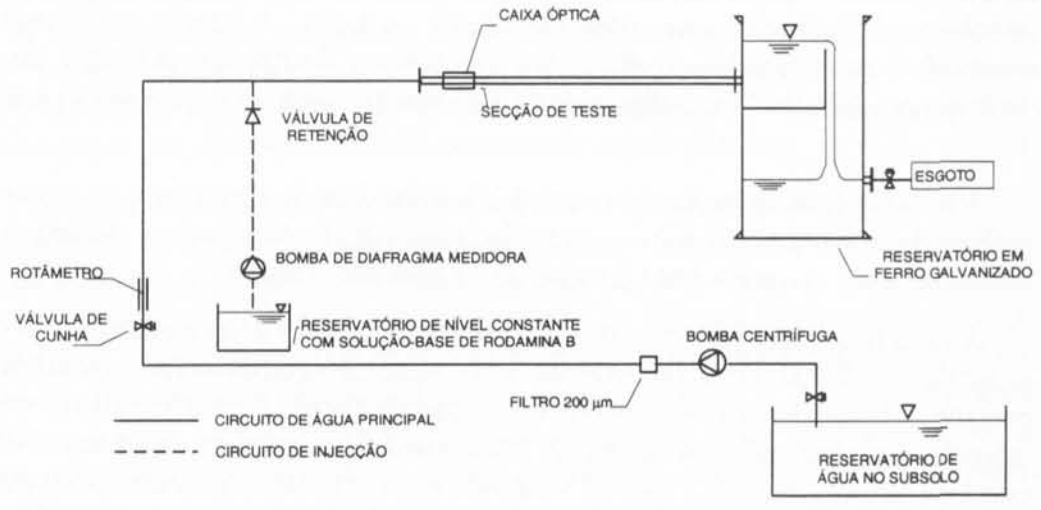


Figura 3.1: Esquema da instalação experimental e do circuito de injecção da solução-base de rodamina B

O acesso óptico era efectuado através duma caixa óptica, cheia de água para reduzir os efeitos de refracção. A caixa, feita em vidro acrílico, móvel ao longo de todo o comprimento do tubo, tinha 200 mm de comprimento e uma secção interior com dimensões 100×100 [mm×mm].

Circuito de água principal. O tubo de vidro acrílico estava inserido numa instalação experimental (figura 3.1), na qual uma bomba centrífuga fazia a adução de água para a secção de teste a partir de um reservatório de água limpa no subsolo. O reservatório em ferro galvanizado, a jusante da secção de teste, era formado por um nível superior com um anteparo cuja função era manter constante o nível de água. Consequência da análise na subsecção 2.3.4, a temperatura da água no escoamento foi medida por uma sonda colocada no interior deste reservatório.

A instalação funcionava em circuito aberto e tinha capacidade para caudais até 1480 L/h, medidos por um rotâmetro (Brooks R_10M_25_3), com uma resolução igual a 2 % (29.6 L/h) da escala máxima.

Circuito de injecção. O circuito de injecção de solução-base possuía uma bomba doseadora electrónica de diafragma (Cole Parmer G74110-15), a operar com a frequência máxima de pulsação do diafragma (125 pulsos por minuto) e o máximo de amplitude dessas pulsações. Esta bomba injectava solução-base

no circuito de água principal através de uma válvula de injecção, inserida numa ligação em T, precedida por uma válvula de retenção. A ligação em T permitia ainda efectuar a redução do diâmetro da conduta do circuito principal de água de 1 in para 3/4 in. A eficiência deste sistema de injecção é analisada na secção 3.4.

A solução-base, solução concentrada de rodamina B, encontrava-se num reservatório de nível constante com capacidade para 30 L, onde estava isolada da luz ambiente e era mantida em agitação por 2 bombas simples.

A distância entre o ponto de injecção no circuito de água e a secção de teste, superior a 196 diâmetros da conduta do circuito de água principal, garantia concentração homogénea das soluções na secção de teste. Para além disto, como a injecção era efectuada em carga, de baixo para cima no eixo da conduta do circuito de água principal, o caudal injectado era contínuo, não sendo perceptível o efeito das pulsações da bomba. O caudal injectado foi determinado por calibração volumétrica para diferentes caudais de água no circuito principal. Para caudais do circuito de água principal entre 199.8 e 1213.6 L/h, o caudal injectado pela bomba doseadora manteve-se constante e igual a 2.52 L/h, e apresentava uma incerteza igual a 2 % (0.05 L/h) do caudal máximo.

3.2.2 Equipamento de medida

O equipamento usado na medição simultânea de velocidade e concentração encontra-se na figura 3.2 e tabela 3.1. Algum deste equipamento foi usado nas medições do capítulo 2, e a descrição mais detalhada das suas características está na subsecção 2.2.2.

Sistema óptico. Utilizou-se um laser de Argon-ion (Spectra-Physics, modelo Stabilite 2017), a operar no modo de potência com um comprimento de onda de 514.5 nm. A máxima potência laser utilizada foi 600 mW, porque valores mais elevados queimavam a superfície exterior do vidro acrílico da caixa óptica.

O sistema óptico utilizado (Dantec, modelo 55× Modular Optics), possuía uma célula de *Bragg* de ±40 MHz alimentada por um *Frequency Shifter* (Dantec, modelo 55N11). Este sistema foi utilizado na configuração de retro-dispersão (*backscatter*), com uma lente frontal acromática de comprimento focal igual a 310 mm. Efectuaram-se medições com dois volumes de controlo de dimensão diferente (configurações A e B, tabela 3.1). O eixo maior do volume de controlo variou de acordo com a separação dos raios na lente frontal, alterada pelo prisma de translação do feixe (Dantec, modelo 55×32 Beam Translator). Nas duas configurações utilizou-se o mesmo expansor de feixe (Dantec, modelo 55×12

Beam Expander) e a secção de menor dimensão transversal dos raios foi posicionada na sua intersecção através do elemento óptico de ajuste da largura do raio (Dantec, modelo Beam Waist Adjuster 55×22), de maneira a evitar a ocorrência de aberração óptica no volume de controlo (subsecção 2.2.2). Como consequência, os eixos menores dos dois volumes de controlo eram idênticos.

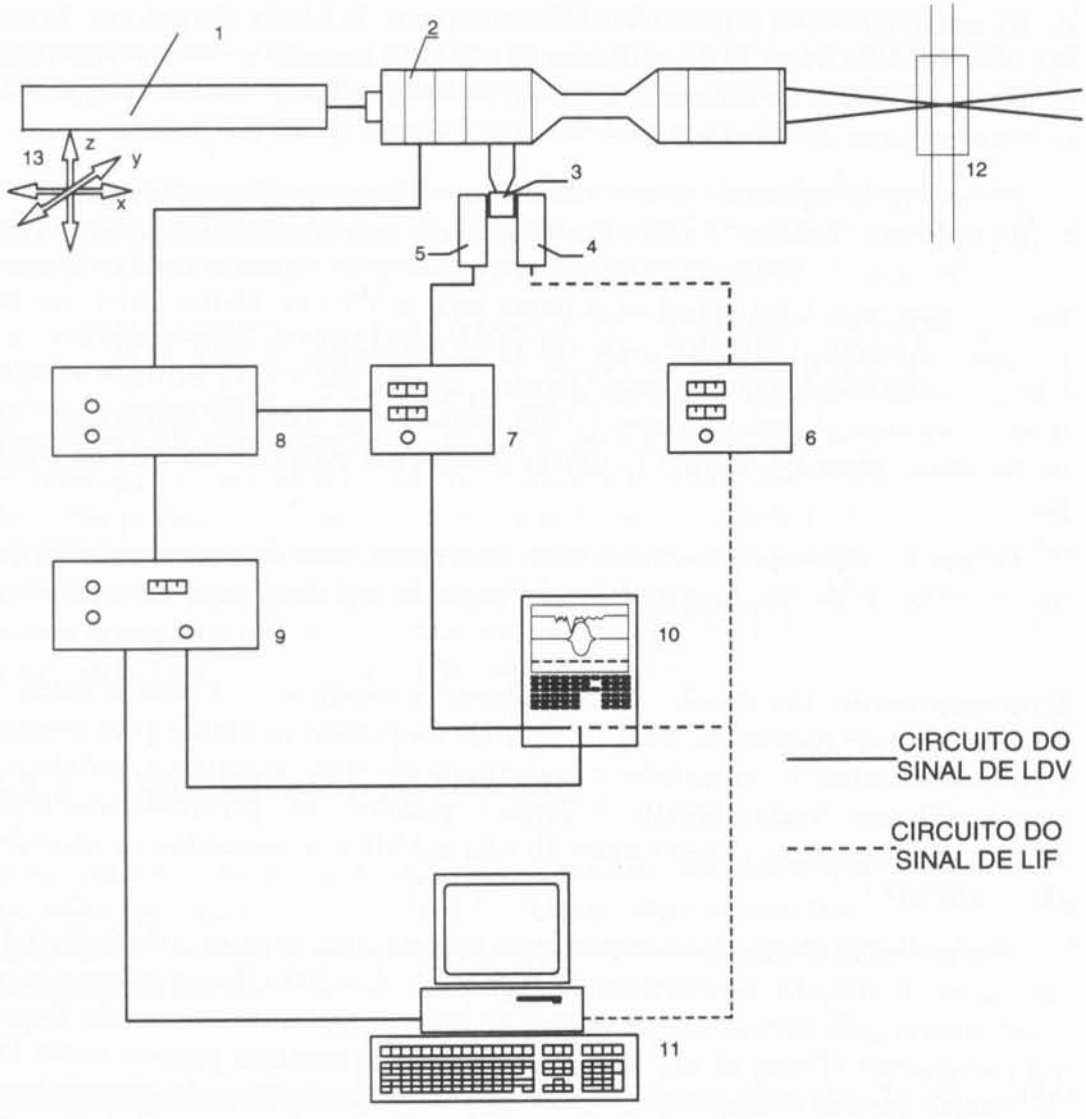
Para além do separador de cor, utilizaram-se filtros adicionais antes dos fotomultiplicadores (Dantec 57×08). Para o sinal de velocidade utilizou-se um filtro de interferência de 514.5 nm (Dantec, modelo 55×37) e para o sinal de concentração manteve-se o filtro de banda passa alto de 570 nm (Melles Griot, modelo OG570). O fotomultiplicador para o sinal de velocidade foi alimentado por uma fonte de alimentação convencional (Dantec, modelo 55L97). O fotomultiplicador relativo ao sinal de concentração foi alimentado pela fonte de alimentação utilizada anteriormente (capítulo 2), depois de alterada conforme descrito na página 88.

O laser e o sistema óptico foram colocados numa mesa de atravessamento com movimentos, de resolução igual a 10 μm, segundo três direcções perpendiculares.

Processamento do sinal. Para melhorar a resolução e filtrar o ruído no equipamento de análise de sinal, o sinal de frequência recolhido pelo fotomultiplicador do sinal de velocidade era misturado electronicamente no módulo misturador (Dantec, modelo 55N10) do *Frequency Shifter*. Isto permitia variar o *shift* efectivo da frequência *Doppler* entre 10 kHz e 9 MHz, adequando-o à velocidade do escoamento.

Nas medições efectuadas no interior do tubo de vidro acrílico (subsecção 3.5.2) utilizaram-se frequências efectivas de *shift* entre 50 e 200 kHz, de maneira a que estas fossem pelo menos 2× superiores ao valor máximo da frequência *Doppler* do escoamento (Durst et al., 1981). O volume de controlo possuía entre 18 e 30 franjas para as configurações A e B (tabela 3.1) e a alteração electrónica do *shift*, conjugada com as dimensões do volume de controlo e a velocidade média do escoamento, permitiu obter um número de franjas adicionais superior a 55. Desta forma, o sinal de velocidade processado pelo contador TSI 1990C possuía sempre ciclos com pelo menos 73 e 85 franjas, para as configurações A e B. O contador foi operado no modo de uma única medição por *burst* (SM/B), para uma exigência de 1 % entre o cálculo das frequências baseadas em 8 e 5 ciclos da medição.

A aquisição de dados foi efectuada por uma placa de velocimetria Zechs Electronics 1400A, conjuntamente com um módulo de conversão de sinal analógico em digital (ADCM Daughter Board, Analog/Digital Converter Module), instalados num micro-computador (Dell, modelo 325 Sx). O módulo de conversão de sinal analógico em digital, com 12 bits de resolução, destinava-se à medição da volta-



LEGENDA:

1 - Laser, single line, λ= 514.5nm (Spectra-Physics, modelo Stabilite 2017)
2 - Sistema óptico de uma componente (Dantec 55x) com fotomultiplicador com pré-amplificação (x08 PM Section), e célula de *Bragg*
3 - Separador de cor com filtros
4 - Fotomultiplicador para λ>590 nm (LIF)
5 - Fotomultiplicador para λ<590 nm (LDV)
6 - Fonte de alimentação do fotomultiplicador de LIF
7 - Fonte de alimentação do fotomultiplicador de LDV
8 - Frequency Shifter (Dantec, 55N11)
9 - Contador (TSI, 1990C)
10 - Osciloscópio
11 - Computador pessoal equipado com placa de velocimetria (Zechs Electronics, 1400A) com módulo ADCM
12 - Secção de teste com solução de rodamina B
13 - Bancada óptica montada numa mesa de coordenadas

Figura 3.2: Equipamento da medição simultânea por LDA e LIF

Laser de Argon-ion (Spectra-Physics, modelo Stabilite 2017):	
Comprimento de onda [nm]	514.5
Potência nominal [W]	1.8
Ruído óptico, em modo de potência [rms]	0.5%
Estabilidade em modo de potência	±0.5%
Diâmetro do raio, em pontos e^{-2} [mm]	1.4
Sistema Óptico (Dantec, modelo 55× Modular Optics):	
Comprimento focal da lente frontal [mm]	310
Abertura da lente frontal [mm]	79
Factor de expansão dos raios	×1.94
Diâmetro do filtro espacial (*pinhole section*) [mm]	0.5
	Configuração A
Separação dos raios na lente frontal [mm]	39
Meio ângulo de intersecção dos raios no ar	3.60^o
Dimensões do volume de controlo no ar	
(eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	1.191×0.075
Meio ângulo de intersecção dos raios no fluido (calculado)	2.71^o
Dimensões do volume de controlo no fluido	
(eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	1.584×0.075
Separação das franjas [μm]	4.0970
Número de franjas	18
Número de franjas com *shift*	73
Factor de conversão da velocimetria [MHz/(m/s)]	4.0970
	Configuração B
Separação dos raios na lente frontal [mm]	64
Meio ângulo de intersecção dos raios no ar	5.89^o
Dimensões do volume de controlo no ar	
(eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	0.729×0.075
Meio ângulo de intersecção dos raios no fluido (calculado)	4.43^o
Dimensões do volume de controlo no fluido	
(eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	0.970×0.075
Separação das franjas [μm]	2.5068
Número de franjas	30
Número de franjas com *shift*	85
Factor de conversão da velocimetria [MHz/(m/s)]	2.5068

Tabela 3.1: Características do equipamento óptico de medição simultânea por LDA e LIF

gem proveniente da fonte de alimentação do sinal de fluorescência e constituía uma extensão da placa de aquisição de anemometria laser. Os sinais de velocidade e concentração eram adquiridos simultaneamente, sempre que o contador validava sinal de velocidade.

A análise do sinal de concentração foi efectuada em termos da voltagem correspondente à intensidade de luz fluorescente, recorrendo às equações (1.10) e (1.11).

Parâmetros pré-estabelecidos para a medição por LIF. O valor máximo da concentração de rodamina B utilizado nas medições deste capítulo, foi estabelecido em 0.12 mg/L, consequência da análise da subsecção 2.3.4. Como se utilizaram soluções de rodamina B de baixa concentração e potências laser inferiores a 600 mW, para garantir a compatibilidade entre a voltagem do sinal de fluorescência e a gama de voltagens do módulo de conversão de sinal analógico em digital, utilizou-se uma pré-amplificação do fotomultiplicador do sinal de fluorescência elevada (-1500 V) e a amplificação máxima do sinal de saída do fotomultiplicador na fonte de alimentação (8×). A tensão de pré-amplificação elevada permitia reduzir a intensidade do ruído electrónico (subsecção 1.2.4), e em conjunto com a amplificação máxima na fonte de alimentação aumentar a relação sinal/ruído. Como resultado, optou-se por utilizar a placa para voltagens do sinal de fluorescência entre 0 e 5 V, correspondente a uma resolução de 1.22 mV.

Alterações na instalação eléctrica e na fonte de alimentação do sinal de concentração. Durante a realização dos ensaios foram detectadas interferências com origem noutros trabalhos a decorrer em simultâneo, que se manifestavam como variações da intensidade do sinal de fluorescência e que foram eliminadas apenas após a renovação da linha de terra de toda a instalação eléctrica do laboratório. Constatou-se igualmente a existência de um ruído captado pela fonte de alimentação do sinal de concentração, com cerca de 10 a 15 mV de amplitude e 20 kHz de frequência, que se procurou eliminar ligando todos os aparelhos à corrente eléctrica através duma mesma extensão equipada com filtros de rede Shaffner (modelo FN 332-6-01). Este ruído, estava de acordo com o facto de se terem identificado desvios-padrão dos sinais de fluorescência elevados no capítulo 2, e que tinham como consequência uma incerteza do sinal medido muito elevada (até 36 % do valor médio, subsecção 2.2.4.4).

Posteriormente, concluiu-se que este ruído tinha origem na própria fonte de alimentação do fotomultiplicador de sinal de concentração. Isto obrigou a alterações na fonte de alimentação, de que se salientam a blindagem dos cabos eléctricos no seu interior, para não servirem de antena; e a substituição do circuito analógico

de medição da corrente do ânodo do fotomultiplicador por um outro com leitura digital, por se ter constatado a interferência do circuito original no sinal. Assim reduziu-se o valor médio do ruído de 10 a 15 mV para 2 mV, com um desvio padrão entre 1.5 e 2 mV. Estes valores foram considerados aceitáveis, porque eram da mesma ordem de grandeza da resolução da placa adoptada.

Devido à relação entre a intensidade do sinal de fluorescência e a tensão de pré-amplificação fornecida ao fotomultiplicador e à dificuldade em estabelecer pré-amplificação igual para séries de medições diferentes (subsecção 2.3.1.1), o circuito de indicação da tensão de pré-amplificação foi melhorado. Para além do circuito analógico original instalou-se um indicador digital, com resolução de 1 V (numa escala de -200 a -2000 V), para ajustar com maior rigor a tensão de pré-amplificação fornecida ao fotomultiplicador.

Em conjunto, as alterações na fonte de alimentação tiveram como consequência a diminuição da intensidade do nível zero do sinal de fluorescência de cerca de 50 mV, para cerca de 10 mV, além da alteração da sua polaridade. O sinal de saída deste aparelho passou a ser uma tensão entre 0 e 5 V, adequada ao novo sistema de aquisição de dados. Após estas alterações foi necessário repetir a análise realizada na subsecção 2.3.1.1.

Apesar de se ter identificado a fonte de alimentação como a origem das interferências, os filtros da rede eléctrica mantiveram-se como garantia da inexistência de interferências externas ao sistema de medida.

3.2.3 Preparação das soluções

As soluções-base de rodamina B eram preparadas adicionando a cerca de 20 L de água limpa, uma massa de rodamina B próxima de 194 mg. A concentração da solução-base era sempre próxima de 9.7 mg/L e era possível obter soluções na secção de teste com concentração entre 0.02 e 0.12 mg/L, variando o caudal do circuito de água principal, de acordo com os valores da concentração da solução-base e do caudal de solução-base injectada (2.52 L/h) (tabela 3.2).

Concentração [mg/L]	0.02	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12
Caudal de água principal [L/h]	1216.1	609.3	406.6	304.4	243.8	202.3

Tabela 3.2: Concentrações e respectivos caudais no interior do tubo de vidro acrílico

3.2.4 Incerteza experimental

A análise dos erros na medição simultânea de concentração e velocidade, e o cálculo das incertezas associadas é semelhante à realizada na subsecção 2.2.4.

3.2.4.1 Concentração das soluções na secção de teste

A incerteza na concentração final das soluções de rodamina B na secção de teste está dependente de dois factores: a incerteza na preparação das soluções-base a injectar no circuito de água principal, e a incerteza derivada do funcionamento da instalação experimental.

A incerteza na concentração da solução-base, avaliada de acordo com o procedimento da subsecção 2.2.4.1, foi calculada através de (2.13). A solução-base era preparada utilizando um volume de água medido com uma resolução de 20 mL, e uma massa de rodamina B determinada com a mesma balança utilizada no capítulo 2 (subsecção 2.2.3). As soluções-base utilizadas apresentavam uma incerteza próxima de 0.3 % (tabela 3.3).

Solução-base	M	V_a	Concentração	Incerteza	
	[mg]	[L]	[mg/L]	[mg/L]	[%]
A	194.5	20.130	9.662	0.033	0.34
B, C	191.6	19.830	9.662	0.032	0.33
D	194.1	20.000	9.705	0.033	0.34
E	174.7	18.080	9.663	0.035	0.36
F	193.3	20.000	9.665	0.033	0.34
G	196.1	20.295	9.663	0.032	0.34
H	207.0	21.420	9.664	0.031	0.32
I	193.5	20.030	9.661	0.033	0.34
K	193.4	20.015	9.663	0.033	0.34
L	192.4	19.960	9.639	0.032	0.33
M	185.4	19.190	9.661	0.033	0.34
O	192.2	19.890	9.663	0.032	0.33
P	167.7	23.290	7.201	0.024	0.33
Q	71.9	20.000	3.595	0.004	1.00

Tabela 3.3: Incerteza nas concentrações das soluções-base de rodamina B

As soluções de rodamina B na secção de teste foram obtidas injectando um caudal Q_b de solução-base no circuito de água principal (subsecção 3.2.1). A

concentração C no interior da secção de teste,

$$C = C_b \frac{Q_b}{Q_b + Q} \tag{3.1}$$

era função do caudal de solução-base Q_b adicionado ao caudal de água limpa Q, e apresentava uma incerteza relativa associada U_C/C dada por,

$$\frac{U_C}{C} = \sqrt{\underbrace{\left(\frac{U_{C_b}}{C_b}\right)^2}_{A} + \underbrace{\left(\frac{Q}{Q_b\,(Q_b+Q)} U_{Q_b}\right)^2}_{B} + \underbrace{\left(\frac{1}{Q_b+Q} U_Q^2\right)^2}_{C}} \,. \tag{3.2}$$

Na tabela 3.4 apresentam-se as incertezas relativas para os diferentes caudais do circuito de água principal de maneira a obter soluções com concentração entre 0.02 e 0.12 mg/L. Verifica-se que a parcela dominante da incerteza relativa é aquela referente ao caudal de água limpa, parcela C em (3.2) e última coluna na tabela 3.4. A incerteza era máxima para o menor caudal, correspondente a uma concentração máxima de 0.12 mg/L. Da análise anterior (subsecção 2.3.4), este valor era superior àquele para o qual se obtinha uma relação linear entre concentração e sinal de fluorescência. Para concentrações entre 0.02 e 0.06 mg/L a parcela dominante do erro era 1.2× e 3.7× superior à parcela do erro do caudal de solução-base, parcela B em (3.2). De acordo com Moffat (1988), os termos de incerteza que sejam inferiores ao maior termo por um factor de 3 ou mais podem ser desprezados, ou seja, para concentrações iguais ou superiores a 0.06 mg/L, o erro final é o correspondente ao erro do caudal de água limpa.

		Parcelas		
C	Q	A	B	C
[mg]	[L/h]	$\frac{U_{C_b}}{C_b}$	$\frac{Q}{Q_b(Q_b+Q)} U_{Q_b}$	$\frac{1}{Q_b+Q} U_Q^2$
0.02	1213.6	<0.0036	0.0198	0.0243
0.04	597.9	<0.0036	0.0198	0.0486
0.06	404.0	<0.0036	0.0197	0.0728
0.08	301.9	<0.0036	0.0197	0.0972
0.10	241.2	<0.0036	0.0196	0.1214
0.12	199.8	<0.0036	0.0196	0.1463

Tabela 3.4: Parcelas da incerteza da concentração das soluções de rodamina B na secção de teste, de acordo com (3.2)

Na tabela 3.5 apresentam-se os valores da incerteza na concentração das soluções, as quais variam entre 3.2 e 14.8 %. A incerteza aumenta com a concentração na secção de teste, porque concentrações superiores são obtidas pela diminuição do caudal de água limpa, mantendo os valores de caudal e concentração da solução-base e respectivas incertezas.

Concentração [mg/L]	0.02	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12
U_C/C [%]	3.2	5.3	7.6	9.9	12.3	14.8
U_C [mg/L]	0.0006	0.0021	0.0045	0.0079	0.0123	0.0178

Tabela 3.5: Incertezas associadas às soluções de rodamina B na secção de teste com diferentes concentrações

3.2.4.2 Incerteza no sinal de fluorescência

A incerteza associada à medição da voltagem do sinal de fluorescência, engloba para além da concentração, a estabilidade da fonte laser, a focagem e amplificação do sinal e a sua digitalização, à semelhança do referido na subsecção 2.2.4.

O laser utilizado apresentava as mesmas características de estabilidade de que o modelo anterior (subsecção 2.2.2), estabilidade de ± 0.5 % e ruído padrão de 0.5 % rms, a operar em modo de potência. Idêntica análise à efectuada na subsecção 2.2.4.1, permite estimar uma incerteza relativa igual a 5 % para potência laser igual a 200 mW e 1.7 % para potência igual a 600 mW.

Conversão do sinal analógico em digital. A intensidade de luz fluorescente recolhida pelo fotomultiplicador podia ser medida com uma resolução de 1.22 mV (subsecção 3.2.2). A incerteza por efeitos sistemáticos correspondente era igual $\pm 1/2$ do bit menos significativo, ou seja 0.61 mV.

A incerteza associada à digitalização do sinal analógico proveniente da fonte de alimentação do fotomultiplicador, resultante de um efeito sistemático, pode ainda estar associada a outras incertezas devidas à instrumentação, como seja por exemplo a incerteza no ganho, no zero e na resposta não linear.

Uma das formas de contabilizar a incerteza associada à resposta não linear foi calibrar o módulo de conversão de sinal analógico/digital da placa de aquisição. A calibração consistiu na introdução do valor de zero e do valor de escala. Entendia-se por valor de zero o valor lido pela placa no caso de um sinal de voltagem nula, e por valor de escala a correspondência entre o valor lido pela placa, após subtracção do zero, e o valor real de voltagem. A calibração foi efectuada para a gama de voltagens utilizada (0 a 5 V), recorrendo a um sinal de amplitude constante fornecido por um gerador de funções (SRS, modelo DS345), sendo a leitura efectuada em simultâneo por um multímetro digital (Normameter, modelo MP13).

Testes exploratórios do módulo de conversão analógico/digital permitiram concluir que ele era mais sensível a interferências electrónicas, do que a placa utilizada nas medições de concentração no interior da caixa de vidro (subsecção

2.2.2). Como o ruído era muito próximo da resolução da placa e o sinal de saída da fonte de alimentação do fotomultiplicador da concentração era alterado com a entrada em funcionamento do restante equipamento (por exemplo, o processador do sinal de velocidade ligado ou desligado), optou-se por calibrar a placa com todo o equipamento ligado.

O erro de digitalização é constante em todas as medições efectuadas para a mesma calibração do sistema de aquisição de dados e gama de voltagens. Este erro reflecte-se numa incerteza por efeitos sistemáticos, constante para potência e concentração de rodamina B constantes.

Intensidade de fluorescência medida. O sinal de fluorescência é a média duma amostra de 1000 eventos, adquiridos sempre que o processador do sinal de velocidade validava o sinal. Tratou-se de medições experimentais de amostras múltiplas, usualmente dominadas por efeitos aleatórios (Simon and Goldstein, 1996). O nível zero determinado inicialmente constitui um erro que se poderá considerar sistemático, cujo efeito não está correlacionado com o sinal de fluorescência (subsecção 1.2.4), e assim será lícita a utilização de (1.10) e (1.11). O máximo desvio-padrão verificado, calculado após retirar a influência do nível zero (1.11), era igual a 4 mV, e correspondia a uma incerteza relativa igual a 4 %, para o sinal de menor intensidade medido (correspondente a uma potência igual a 200 mW e concentração de 0.02 mg/L) e a 0.2 % para o sinal de maior intensidade medido (correspondente a uma potência de 600 mW e concentração de 0.12 mg/L).

Recorrendo à distribuição t de Student, a incerteza no resultado médio $\overline{F}$ apresenta um erro de precisão $P_{\overline{F}}$, dado por,

$$P_{\overline{F}} = tS_{\overline{F}} = t\frac{\widehat{S}_F}{\sqrt{M}} \tag{3.3}$$

sendo o índice de precisão $\widehat{S}_{\overline{F}}$ da amostra das M medições dado por,

$$\widehat{S}_{\overline{F}} = \sqrt{\frac{1}{M-1}\sum_{i=1}^{M}(F_i - \overline{F})^2} \tag{3.4}$$

Para um intervalo de confiança de 95 %, parâmetro t de Student de 1.96 e $M = 1000$, a incerteza resultante de efeitos aleatórios era inferior a 6.2% do desvio-padrão da amostra. Deve notar-se que esta análise corresponde à noção de incerteza expandida, proposta pelo GUM (ver aplicação por exemplo em Taylor and Kuyatt (1994)).

Esta incerteza de tipo A só depende dos erros existentes no acto da medição, sendo constantes os erros inerentes aos actos de medição anteriores, como seja por exemplo a calibração do módulo de conversão analógico/digital.

3.2.4.3 Incerteza-padrão combinada na medição de concentração por LIF

À semelhança do efectuado na subsecção 2.2.4.4, apresenta-se de seguida o resumo das incertezas estimadas anteriormente, e a sua propagação no valor final de fluorescência medida, função da concentração de rodamina B, da potência laser e do processamento do sinal de fluorescência (tabela 3.6). O valor mínimo da incerteza-padrão combinada corresponde à combinação entre o valor mínimo da incerteza do sinal de fluorescência emitido (para pequenas concentrações) e o valor máximo da incerteza do sinal de fluorescência processado (para pequenas concentrações e potência laser). Correspondentemente o valor máximo da incerteza-padrão combinada foi obtido conjugando a incerteza máxima do sinal de fluorescêcnia emitido e o mínimo da incerteza do sinal processado. A tabela 2.7 mostra que a parcela que mais influencia a incerteza é a correspondente à concentração das soluções de rodamina B na secção de teste. No entanto, para soluções com concentração igual a 0.04 mg/L, que apresentam uma incerteza relativa de 5.3 % (tabela 3.5) a incerteza padrão-combinada correspondente varia entre 7.6 % para potência laser igual a 200 mW e 5.6 % para 600 mW.

Parcela	Incerteza relativa [%]	
	valor mínimo	valor máximo
Concentração da solução de rodamina B	3.2	14.8
Potência laser	1.7	5.0
Sinal de fluorescência emitido	3.8	15.6
Sinal de fluorescência processado	0.2	4
Incerteza-padrão combinada	5.5	15.6

Tabela 3.6: Intervalo de variação das incertezas relativas dos parâmetros envolvidos na medição de concentração por LIF, e correspondentes valores da incerteza-padrão relativa combinada

3.2.4.4 Incerteza no posicionamento do volume de controlo no interior da secção de teste

O posicionamento do volume de controlo no interior do tubo cilíndrico é mais difícil do que no interior da caixa de vidro (subsecção 2.2.4.5). A superfície

circular dificulta a determinação exacta da posição do volume de controlo e a obtenção de sinal na proximidade das paredes.

A mesa de coordenadas permitia movimentar, segundo os 3 eixos cartesianos, o volume de controlo com uma incerteza de 5 μm, metade da menor divisão dos comparadores. Quando os raios laser pertenciam a um plano horizontal que atravessava a secção de teste no seu plano médio, a incerteza no posicionamento do volume de controlo foi estimada em 7 μm no interior do tubo de vidro acrílico. Devido à acumulação da incerteza na localização de parede, igual a metade do eixo maior do volume de controlo no interior da solução, a incerteza no posicionamento em cada posição foi estimada em 0.792 e 0.485 mm, para as configurações A e B da tabela 3.1, respectivamente. Se os raios laser se encontravam num plano vertical perpendicular ao eixo da secção de teste, a movimentação do volume de controlo segundo a horizontal ao longo do plano de simetria horizontal da secção de teste não oferecia dificuldades e apresentava iguais valores de incerteza. No entanto, a sua movimentação segundo um plano vertical, transversal da secção de teste, correspondia a uma alteração do ângulo de incidência de cada um dos raios com a parede cilíndrica da secção de teste e exigia a movimentação da mesa de coordenadas segunda as direcções x e y do sistema de eixos da figura 3.2. Este procedimento aumentava a dificuldade superior de posicionamento do volume de controlo na posição desejada, e a incerteza associada foi estimada através da combinação RQSQ das incertezas nas duas direcções, tendo-se obtido valores iguais a 1.12 e 0.686 mm para as configurações A e B.

3.2.4.5 Incerteza na medição de velocidade

A incerteza na medição de velocidade foi estimada em cerca de 2 %. A análise que permitiu obter este valor encontra-se no apêndice A e aqui passam-se a referir apenas as conclusões mais importantes. Contribuem para a incerteza da velocidade as características do contador, da célula de Bragg e do misturador, e ainda a determinação do valor do meio ângulo de intersecção dos raios. Verificou-se que a parcela mais importante era a resultante da propagação da incerteza do ângulo entre os raios no factor de conversão da velocimetria.

Uma outra análise da incerteza na medição de velocidade, relaciona-se com a quantificação da incerteza estatística associada à amostragem de fenómenos aleatórios, como os que ocorrem em escoamentos turbulentos (Benedict and Gould, 1996). Para uma distribuição normal e um intervalo de confiança de 95 %, a incerteza da velocidade média pode ser estimada por $\pm 1.96\sqrt{\overline{u^2}/N}$ e a incerteza do desvio-padrão da amostra por $\pm 1.96\sqrt{\overline{u^2}/(2N)}$, a que correspondem para amostras com $N = 1000$, incertezas relativas inferiores a 0.1 % e 1 %, respectivamente.

3.3 Estudo do sinal de fluorescência

A análise do sinal analógico de intensidade de fluorescência é o motivo desta secção. Na subsecção 3.3.1 faz-se a avaliação do comportamento temporal da corrente negra, que permitiu caracterizar o desempenho do conjunto fotomultiplicador/fonte de alimentação. Na subsecção 3.3.2 apresentam-se as características e variação temporal do nível zero. Quantificou-se a influência no sinal de fluorescência das alterações nas condições de medição, nomeadamente o movimento das franjas no volume de controlo e a aquisição condicionada pelo sinal de velocidade (subsecção 3.3.3), a variação das dimensões do volume de controlo (subsecção 3.3.4), e a mudança de geometria da secção de teste da caixa de vidro para o tubo de vidro acrílico (subsecção 3.3.5).

Os resultados apresentados correspondem aos valores da média e desvio-padrão de amostras com dimensão de 1000 eventos, adquiridos a uma frequência fixa (subsecções 3.3.1 e 3.3.2) ou condicionada, i.e. sempre que o sistema de aquisição de dados possuía um sinal de velocidade válido (subsecções 3.3.3 a 3.3.5).

3.3.1 Avaliação da corrente negra

Para -203 V e -1500 V de tensão de pré-amplificação do fotomultiplicador (figura 3.3), avaliou-se a variação temporal da corrente negra, com base em amostras de eventos adquiridos a uma frequência de 100.1 Hz. A corrente negra foi medida, à semelhança da subsecção 2.3.1, sem a emissão de luz laser e com a óptica tapada, tendo respeitado o período de aquecimento do conjunto fotomultiplicador/fonte de alimentação estabelecido na subsecção 2.3.1. A figura 3.3 mostra uma diminuição de 6 % da intensidade de sinal relativamente ao valor inicial ao fim de 20 minutos. Existe uma variação de 15 % ao fim de 50 minutos, para uma pré-amplificação elevada (-1500 V); e o mesmo valor ao fim de 100 minutos, para uma pré-amplificação próxima do mínimo (-203 V).

Para as duas tensões de pré-amplificação, a corrente negra média diminuía de valores próximos de 13 mV para aproximadamente 10 mV. Esta variação foi atribuída a fenómenos associados ao aquecimento da placa do sistema de aquisição, porque se verificava após o aquecimento do conjunto fotomultiplicador/fonte de alimentação. O desvio-padrão da corrente negra era próximo de 1 mV e inferior à resolução da placa (1.22 mV), atribuído a uma flutuação de ruído electrónico, porque as flutuações da corrente negra são desprezáveis (Becker, 1977).

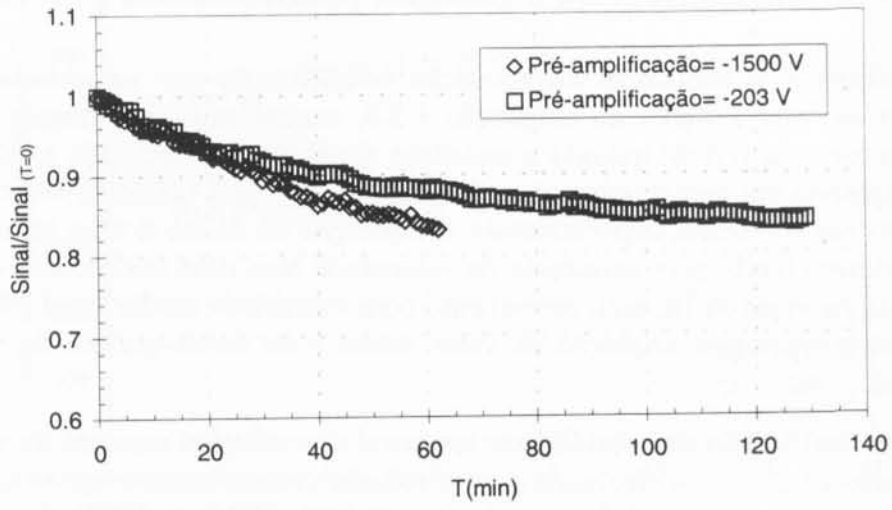


Figura 3.3: Variação da corrente negra média ao longo do tempo

3.3.2 Avaliação do nível zero

No decorrer das medições simultâneas de velocidade e de fluorescência, a medição da corrente negra, correspondente à situação de ausência de luz no volume de controlo, não era possível pois as medições eram efectuadas sempre que o processador do sinal de velocidade validasse sinal de velocidade, e sem luz não existia sinal de velocidade. Desta forma, em cada medição quantificou-se o nível zero, que correspondia à medição sem injecção de solução-base de rodamina B no circuito. O nível zero, para além do ruído de corrente negra correspondente ao funcionamento do fotomultiplicador, englobava ainda o ruído de radiação de fundo associado à eventual passagem de luz verde dispersa do volume de controlo para o fotomultiplicador (subsecção 1.2.4).

As medições, que nos dispensamos de apresentar aqui, mostraram um valor médio de cerca de 10 mV, praticamente igual ao valor de corrente negra, indicação do bloqueio efectivo da luz verde originária do volume de controlo pelo filtro passa alto. O desvio-padrão das amostras da medição do nível zero era aproximadamente igual a 2 mV, cerca de 20 a 25 % do valor médio com pequenas variações, que dependiam da pré-amplificação do fotomultiplicador, da potência laser e do tipo de equipamento que se encontrava ligado. Por este motivo foi seguido o procedimento de quantificar o nível zero do sinal de fluorescência no início de cada série de medições.

3.3.3 Influência da aquisição condicionada por velocidade

Analisou-se a influência da aquisição condicionada por velocidade, de acordo com as considerações na subsecção 1.2.3, comparando a voltagem do sinal de fluorescência obtido quando a aquisição de dados era efectuada a uma taxa fixa ou quando era controlada pela existência de um sinal válido de velocidade. Para idênticas condições experimentais, a aquisição de dados a uma taxa de 100 Hz, ou determinada pela existência de velocidade com uma taxa média de aquisição (*data rate*) de 30 Hz num escoamento com velocidade média igual a 0.5 m/s, não mostrou qualquer alteração do valor médio e do desvio-padrão da voltagem do sinal.

A verificação da estabilidade temporal das soluções aquosas de rodamina B, subsecção 2.3.4, foi efectuada com a solução continuamente agitada, para evitar a diminuição temporal do sinal de fluorescência (Walker, 1987). Na aplicação da LIF ao estudo de fenómenos de diluição deverá garantir-se que a mesma solução de rodamina B esteja presente no volume de controlo uma única vez, porque a degradação temporal do sinal de fluorescência ocorre com maior probabilidade em soluções diluídas e se a intensidade de luz incidente for elevada (Miller, 1981). Na aplicação da LIF em instalações a funcionar em circuito aberto, esta exigência está garantida. Neste caso a degradação das propriedades fluorescentes da rodamina B durante o período de medição parece-nos pouco provável, e poderia acontecer apenas em regiões de recirculação do escoamento e se o tempo de residência da molécula fluorescente no interior do volume de medição fosse de tal forma elevado que se degradassem as suas propriedades fluorescentes.

3.3.4 Influência do ângulo de intersecção dos raios

Para avaliar a influência do ângulo de intersecção dos raios realizaram-se medições para as configurações A e B da tabela 3.1, às quais correspondiam ângulos de 7.2 e 11.78° entre os raios. As medições foram efectuadas na caixa de vidro utilizada no capítulo anterior, no interior da qual se colocou a saída do circuito de água a descarregar. Esta geometria foi escolhida por ser mais fácil focar o sistema e não existir o efeito da curvatura das paredes da secção de teste. As medições foram efectuadas movimentando o volume de controlo no interior da caixa de vidro e percorrendo uma distância máxima de 21 mm, igual à dimensão do raio do tubo de vidro acrílico.

As medições mostram que o sinal médio de fluorescência para o ângulo de 7.2° era cerca de 580 mV, enquanto que para o ângulo de 11.78° se obteve um valor próximo de 370 mV (figura 3.4). Esta diminuição de 36 % da voltagem do sinal médio de fluorescência, correspondeu à diminuição em 39 % da dimensão

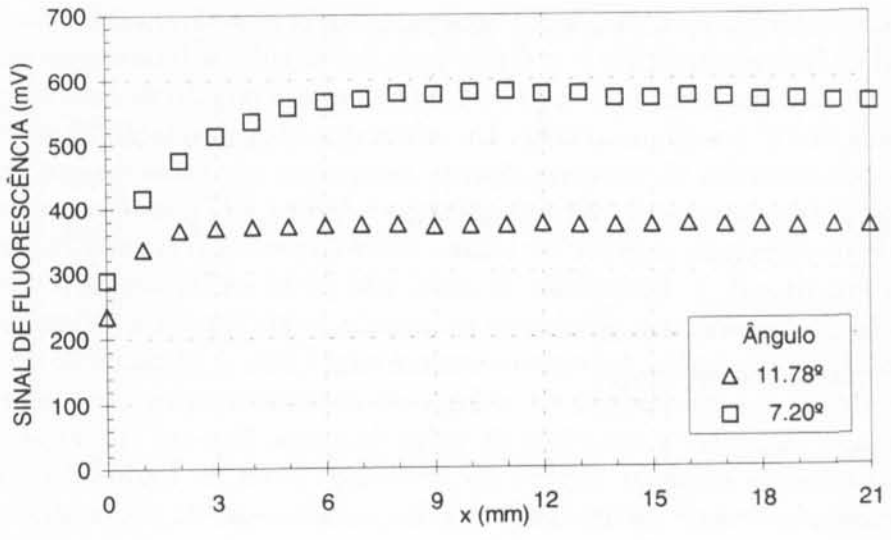


Figura 3.4: Medições no interior da caixa de vidro do sinal de fluorescência para as configurações A e B da tabela 3.1, em soluções com concentração de rodamina B igual a 0.04 mg/L (potência laser igual a 400 mW, soluções obtidas a partir da solução-base A)

do volume de controlo na solução, de 4.67×10^{-3} mm^3 para 2.86×10^{-3} mm^3. A intensidade de luz incidente no volume de controlo não se alterou com o ângulo dos raios, porque é igual ao quociente entre a potência laser irradiada e a área da secção transversal dos raios, e esta última manteve-se praticamente constante para os 2 ângulos utilizados.

Estes resultados evidenciam a influência da dimensão do volume de controlo na intensidade de sinal de fluorescência recolhido (1.3). Os resultados da figura 3.4 indicam que a óptica de recolha de sinal vê efectivamente a totalidade do volume de controlo, em vez do volume de medição obtido em função das características da lente na equação (2.1). Concluiu-se assim que o volume de medição tem as medições do volume de controlo.

A variação do sinal de fluorescência verificada numa geometria simples de paredes planas, com apenas duas superfícies de separação entre meios de índices de refracção diferentes, alerta para eventuais dificuldades da aplicação da técnica de LIF em geometrias com paredes curvas, em que a diferentes posições do volume de controlo no seu interior correspondem diferentes ângulos de incidência nas superfícies e ângulos de intersecção dos raios. Estas dificuldades são conhecidas por exemplo nas medições de espectroscopia por fluorescência, onde a utilização de células ópticas cilíndricas é referida como causa de resultados incorrectos (Miller, 1981).

Os resultados da figura 3.4 mostram também a diminuição da voltagem do sinal de fluorescência até $x < 6$ mm para um ângulo de intersecção dos raios igual a 7.2° (configuração A) e até $x < 2$ mm para um ângulo de intersecção dos raios igual a 11.78° (configuração B). De referir que esta atenuação só se verifica numa das extremidades do percurso óptico, porque ao contrário do que aconteceu nas medições do capítulo 2 (ver por exemplo a figura 2.17), não se percorreu a totalidade da dimensão interior da caixa. Em soluções com concentração homogénea de rodamina B, a diminuição do sinal não pode ser atribuída à menor concentração do traçador na vizinhança da parede, e isto ilustra a dificuldade de medir com LIF nesta região, tal como acontece com LDA. A diminuição do sinal de LIF é atribuída à sobreposição do volume de controlo com os pontos de intersecção dos raios laser com a superfície de vidro da caixa. Isto era visível pela observação do volume de controlo através do óculo da óptica do fotomultiplicador onde a intensidade elevada de luz laser impedia a observação da luz laranja originária do volume de controlo. Com maior ângulo, os raios estão mais próximos dos bordos da lente frontal do sistema óptico e as suas intersecções com a parede da caixa situam-se na periferia do campo de visão, bloqueando menos a recolha de luz. Para distâncias à parede inferiores à maior dimensão do volume de medição, pode ainda acontecer que o volume de controlo esteja envolvido parcialmente no interior da parede da secção de teste, situação à qual corresponde uma diminuição da intensidade de luz fluorescente. No entanto, esta situação não se verificou com as configurações A e B, porque o comprimento do volume de medição era muito inferior à primeira posição de medida no interior da caixa.

Nas medições que se seguem, e apesar de corresponder a uma diminuição da voltagem do sinal médio de fluorescência, optou-se por utilizar o ângulo maior (11.78° da configuração B, na tabela 3.1), diminuindo assim de 6 para 2 mm a distância à parede para a qual não existia redução do sinal de fluorescência.

3.3.5 Influência da geometria da secção de teste

Para avaliar a influência da secção de teste no sinal de fluorescência, para igual dimensão do volume de controlo (configuração B, na tabela 3.1), com os raios laser pertencentes a um plano horizontal, movimentou-se o volume de controlo no interior da caixa de vidro e no plano horizontal de simetria do tubo acrílico. Os resultados, na figura 3.5, mostram uma diminuição de cerca de 45 % do sinal de fluorescência no tubo de vidro acrílico, em relação ao sinal na caixa de vidro. Isto não surpreende, devido ao maior número de fronteiras entre meios de índices de refracção diferentes, reduzindo a intensidade de luz tanto no seu percurso entre o laser e o volume de controlo, como no percurso entre o volume de controlo e o fotomultiplicador.

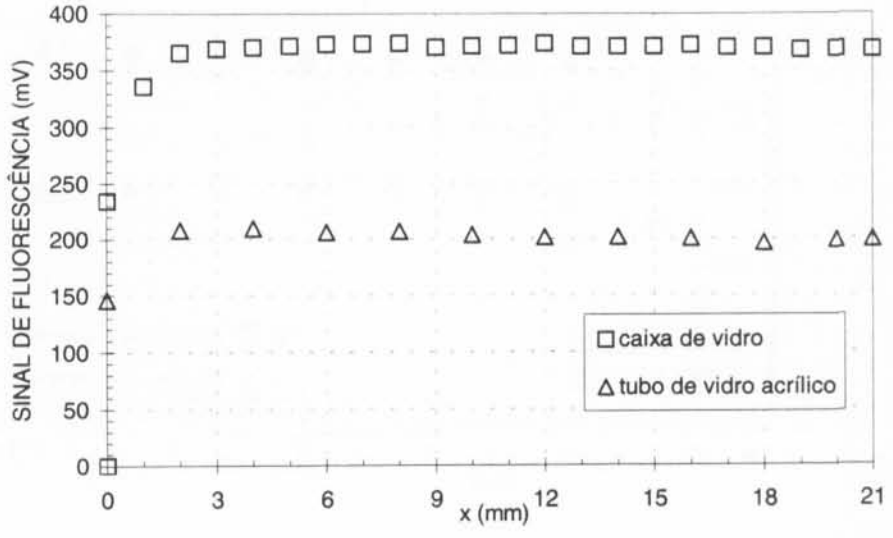


Figura 3.5: Sinal de fluorescência ao longo do percurso óptico, para diferentes geometrias da secção de teste em soluções com concentração de rodamina B igual a 0.04 mg/L (potência laser igual a 400 mW, solução obtida a partir da solução--base A para a medição na caixa de vidro, e da solução-base B para a medição no tubo acrílico)

As medições de perfis de velocidade e concentração no interior de uma geometria cilíndrica, movimentando o volume de controlo ao longo do diâmetro horizontal ou vertical da secção, originam, por efeitos de refracção, a variação do ângulo de intersecção dos raios, a variação do ângulo entre cada raio e a normal à superfície cilíndrica no ponto de intersecção e por consequência a alteração da intensidade de luz disponível no interior do volume de controlo.

Na figura 3.6 compara-se a voltagem média do sinal de fluorescência obtido com os raios pertencentes a um plano horizontal, medindo perfis de concentração ao longo dos diâmetros horizontal e vertical do tubo de vidro acrílico. A seta na figura indica o sentido do percurso óptico dos raios no deslocamento horizontal, e $r = 0$ corresponde ao eixo do tubo. No deslocamento vertical o percurso óptico mantém-se aproximadamente constante e igual a 9.5 mm, variando o ângulo entre o plano dos raios no interior da secção de teste e o plano de simetria horizontal do tubo.

Estes resultados mostram que para deslocamentos horizontais, o sinal médio de fluorescência apresenta uma atenuação ao longo de um percurso óptico com 12 cm de extensão igual a 3.5 % e inferior a 1 %, para as concentrações 0.064 e 0.042 mg/L. Esta atenuação, mais acentuada para a concentração mais elevada foi atribuída a efeitos de absorção. Para deslocamentos verticais e em igual

BIBLIOTECA F.E. PORTO

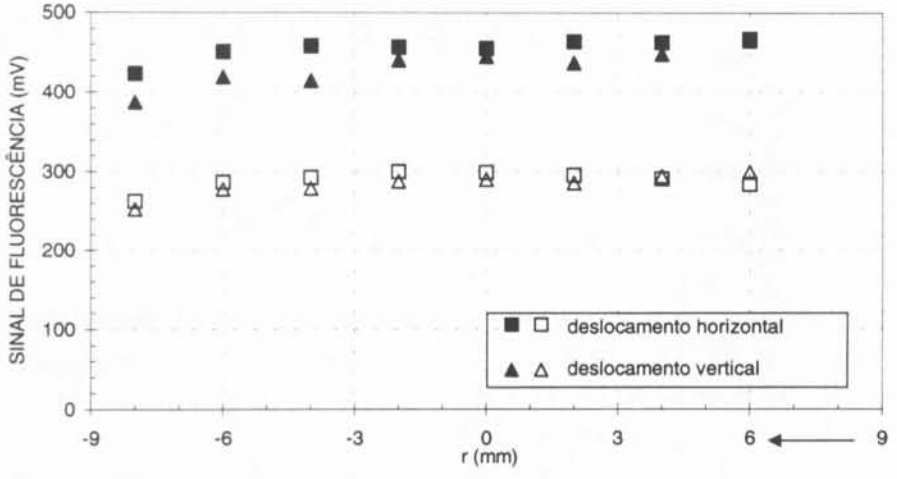


Figura 3.6: Sinal médio de fluorescência, movimentando o volume de controlo segundo o diâmetro horizontal e vertical do tubo de vidro acrílico (potência laser igual a 600 mW, soluções obtidas por injecção da solução-base P. Símbolos vazios: C= 0.042 mg/L, símbolos a cheio: C= 0.064 mg/L)

posição radial, o sinal de fluorescência é em média inferior em cerca de 2 a 3 % ao correspondente ao deslocamento horizontal. Isto é explicado pelo facto do deslocamento do volume de controlo ao longo do diâmetro vertical da secção, com os raios pertencentes a um plano horizontal, provocar a rotação do plano do ângulo de intersecção dos raios relativamente ao eixo do escoamento, sem que se altere no entanto o ângulo de intersecção dos raios. Além disso o plano dos raios reflectidos não coincide com o plano dos raios incidentes, e a maiores posições radiais corresponde maior ângulo entre os raios incidentes e a normal à superfície, e por consequência menor intensidade de luz refractada. Verifica-se ainda na figura 3.6 que para posições radiais superiores, os perfis não são simétricos relativamente ao eixo de escoamento, como seria de esperar. Isto é explicado pela dificuldade em focar convenientemente o sinal de fluorescência, mesmo utilizando o sistema em *backscatter*. Neste tipo de movimento, pequenas incorrecções da superfície são suficientes para evitar a eficaz recolha de luz fluorescente. Estas são igualmente as razões, que levam a que na medição de perfis radiais de velocidade axial em condutas horizontais, o deslocamento segundo a horizontal seja usualmente o adoptado.

A comparação entre os perfis de concentração obtidos movimentando os raios verticais ao longo do diâmetro vertical, e os raios horizontais ao longo do diâmetro horizontal é apresentada na figura 3.7. Quando os raios pertencem a um plano vertical, configuração que em medições de velocidade permite medir perfis radiais de velocidade radial em condutas horizontais, verifica-se a alteração do ângulo de

BIBLIOTECA F.E. PORTO

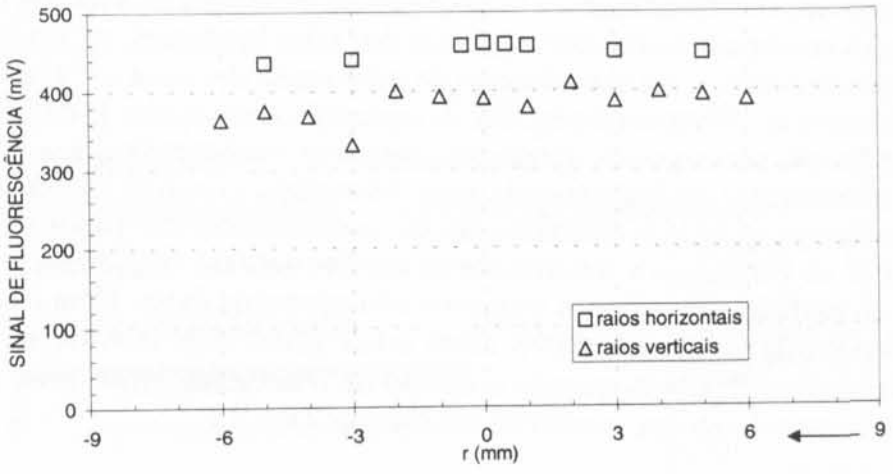


Figura 3.7: Sinal médio de fluorescência medido em simultâneo com velocidade axial (raios horizontais) e velocidade radial (raios verticais) (potência laser igual a 600 mW, soluções obtidas por injecção da solução-base Q)

intersecção dos raios e consequente alteração da dimensão do volume de controlo. Os resultados da figura 3.7 mostram que à configuração de raios verticais corresponde uma voltagem média do sinal de fluorescência inferior à obtida na medição com a configuração de raios horizontais. Além disso existe maior dispersão dos resultados e verificou-se que a repetibilidade entre diferentes séries de resultados era muito fraca.

A discrepância entre os sinais de fluorescência recolhidos pode ser explicada com base na reflexão e refracção de raios (Jenkins and White, 1981), e atenuação da intensidade de luz com o aumento do percurso óptico no interior de um meio aquoso. Sempre que um raio de luz incide numa superfície de separação entre dois meios diferentes, parte desse raio é reflectida para o meio inicial segundo um ângulo com a normal à superfície idêntico ao ângulo entre essa normal e o raio incidente (ângulo de incidência), e o restante é refractado ao entrar no segundo meio, com um ângulo em relação à normal, diferente do ângulo de incidência. Verifica-se que a intensidade do raio reflectido aumenta com o ângulo de incidência, e que por consequência diminui a intensidade do raio refractado. Isto verifica-se em cada superfície de separação de meios diferentes que os raios tenham que atravessar, acumulando-se os efeitos. Assim, ao chegar ao volume de controlo no interior da caixa de vidro, cada um dos raios viu a sua intensidade diminuída pelas reflexões nas paredes exterior (separação ar-vidro) e interior (separação vidro-solução) da caixa de vidro.

No interior de um tubo de vidro acrílico de eixo horizontal, a utilização de raios

horizontais, movimentados ao longo do plano horizontal de simetria da secção, é a única configuração em que os planos dos raios incidentes, reflectidos e refractados coincidem, e em que o ângulo de intersecção dos raios e o ângulo que estes fazem com as diferentes superfícies de separação entre meios de diferentes índices de refracção permanecem iguais. Nas restantes configurações, a comparação entre intensidades de fluorescência para determinar o campo de concentração do escoamento, exigiria a quantificação da intensidade de luz incidente efectiva no volume de controlo e a intensidade de luz fluorescente emitida a partir do volume de medição que a óptica receptora não conseguia focar. Com o equipamento óptico utilizado, era impossível aferir estas quantidades com rigor. Esta tarefa seria ainda dificultada quando o campo de concentração não fosse homogéneo, contrariamente ao que aconteceu nas figuras 3.6 e 3.7.

3.4 Avaliação do desempenho do sistema de injecção

Era essencial a concepção de um sistema de injecção em que as condições experimentais se mantivessem constantes ao longo dos ensaios. Esta secção relata a concepção da instalação de teste, e os cuidados a ter em questões como: a repetibilidade experimental, que permitisse determinar com confiança o caudal escoado e a sua concentração de rodamina B; a estabilidade temporal, que permitisse manter constante a concentração no interior da secção de teste durante o período de tempo que demoravam as medições; e a facilidade de utilização, que permitisse em ensaios e dias sucessivos reproduzir as mesmas condições experimentais.

O desempenho do sistema de injecção foi analisado com a saída do circuito de água para o interior da caixa de vidro utilizada no capítulo 2, devido à maior facilidade de efectuar as medições no interior da caixa de vidro do que na secção de vidro acrílico.

3.4.1 Estabilidade

As figuras 3.8 a 3.10 reúnem um número alargado de medições em condições diversas, cujo objectivo foi analisar a variação temporal da solução de rodamina B na secção de teste. Estas medições foram efectuadas para a configuração experimental A (tabela 3.1), para 3 valores de potência laser.

As figuras mostram uma dispersão elevada dos resultados, explicada pela ocorrência de situações diversas, que influenciavam a voltagem detectada pelo

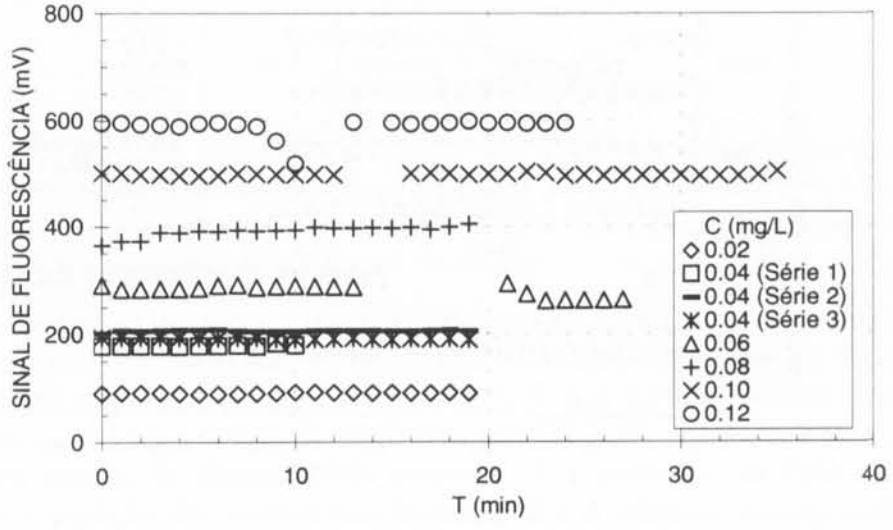


Figura 3.8: Variação temporal da voltagem do sinal de fluorescência, para potência laser igual a 200 mW (soluções obtidas a partir da solução-base D, medições efectuadas no interior da caixa de vidro para a configuração A)

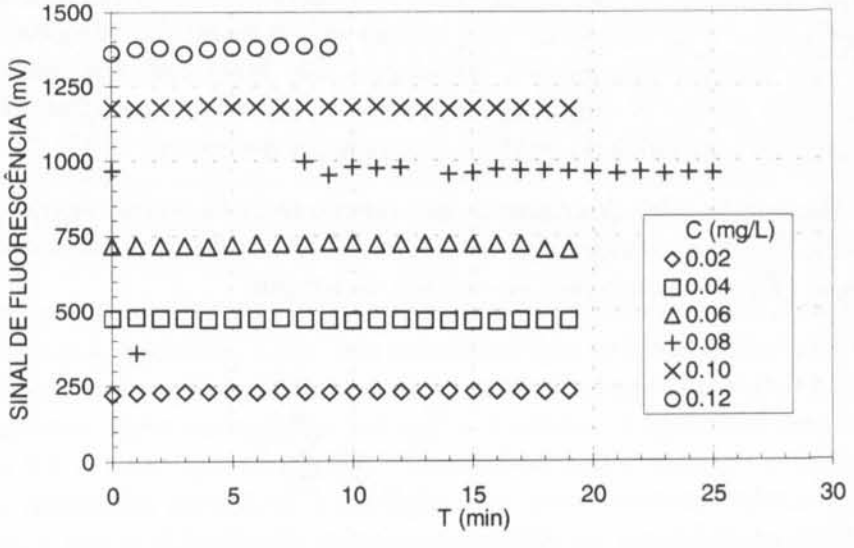


Figura 3.9: Variação temporal da voltagem do sinal de fluorescência, para potência laser igual a 400 mW (soluções obtidas a partir da solução-base E, medições efectuadas no interior da caixa de vidro para a configuração A)

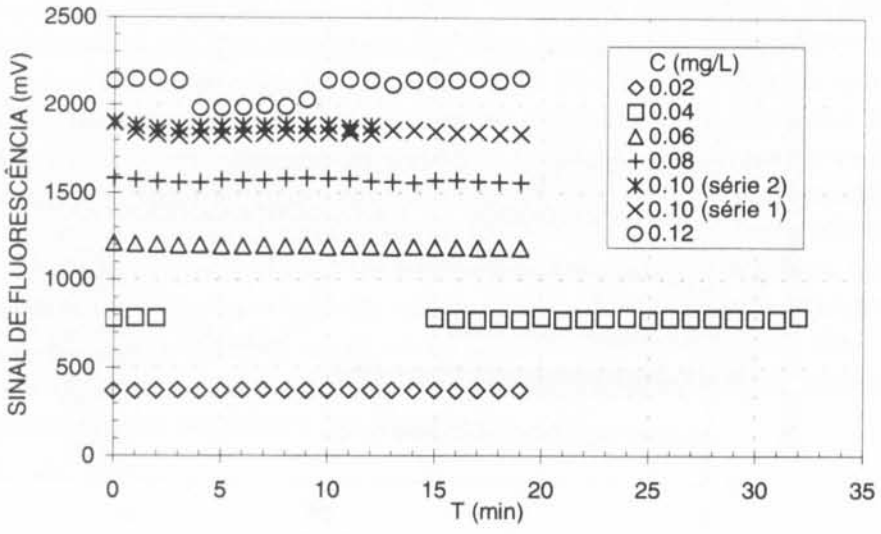


Figura 3.10: Variação temporal da voltagem do sinal de fluorescência, para potência laser igual a 600 mW (soluções obtidas a partir da solução-base F, medições efectuadas no interior da caixa de vidro para a configuração A)

sistema de aquisição de dados. Como exemplo referem-se a presença de pequenas gotas (salpicos) de solução na lente frontal da óptica, a falta de solução-base no reservatório e as variações inesperadas do rotâmetro, correspondentes a alturas em que inadvertidamente a instalação não funcionou em regime permanente. Por estas razões e com o objectivo de rejeitar más medições, este conjunto de resultados foi analisado conforme se passa a descrever.

Para cada valor de concentração dispõe-se de M amostras de N=1000 eventos, média $\overline{F_i}$ e desvio-padrão s_i, medidas com intervalos de 1 minuto entre si. O valor médio ($\overline{F}$) e o desvio padrão (s) são dados por,

$$\overline{F} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{M} \overline{F_i} \tag{3.5}$$

$$s = \sqrt{\frac{1}{M \cdot N} \left(\sum_{I=1}^{M} N_i s_i^2 + \sum_{I=1}^{M} N_i (\overline{F_i} - \overline{F})^2 \right)} \tag{3.6}$$

O desvio-padrão da média é,

$$s_{\overline{F}} = \sqrt{\frac{1}{M-1}\sum_{I=1}^{M}(\overline{F_i} - \overline{F})^2} \tag{3.7}$$

sendo o erro aleatório associado igual a $t \cdot s_{\overline{F}}$. Para os resultados apresentados as aquisições foram efectuadas pelo menos ao longo de 20 minutos (M=19) e o parâmetro t da distribuição de Student é igual a 2.093 (Coleman and Steele, 1989), para um intervalo de confiança de 95 %.

Para confirmar os dados experimentais, procurou-se identificar a ocorrência de valores erróneos nas medições temporais, recorrendo à técnica de Thompson (Patel, 1996) para uma possível rejeição de 5 % das leituras. Foram rejeitados os valores temporais em que se verificava que $\left|\overline{F_i} - \overline{F}\right| > s_{\overline{F}} \cdot \tau$, sendo o τ de Thompson função da dimensão da amostra. Por exemplo, na figura 3.9 isto conduziu à rejeição dos valores nos instantes 2 e 8 minutos correspondentes a concentração igual a 0.08 mg/L. O número máximo de valores rejeitados por série temporal foi de 6 em 20, o que não retirou validade aos restantes valores dessa série. Os valores da tabela 3.7 resultam da aplicação desta análise, após algumas rejeições dos resultados experimentais apresentados nas figuras 3.8 a 3.10.

Os valores do desvio-padrão e erro aleatório calculados para potência laser igual a 200 mW e concentração igual a 0.06 mg/L, e para potência laser igual a 600 mW e concentração igual a 0.12 mg/L, são muito superiores aos restantes valores da tabela 3.7. As figuras 3.8 e 3.10 mostram que estes resultados são de ensaios interrompidos, com elevada ocorrência dos factos descritos acima. Sem considerar estes dois valores, conclui-se que o sistema de injecção permitiu obter medições que variam no máximo 1.4 % relativamente à média, e que as médias para os diferentes instantes possuem um erro padrão máximo de 2 % do valor médio.

Os valores na tabela 3.7 não variam de uma forma consistente com a concentração, ou com a potência, e por isso concluí-se que se trata da quantificação da incerteza inerente ao sistema de injecção/instalação experimental. O desvio-padrão da amostra varia entre 0.2 e 1.4 mV e é inferior à incerteza na concentração, entre 3.2 e 14.8 % (tabela 3.5). Conclui-se que o método e instalação experimental utilizados permitem a medição com uma incerteza efectiva inferior à estimada, e que a injecção de solução-base pode ser considerada constante, sendo as flutuações de sinal observadas justificadas pelas flutuações do escoamento associadas ao funcionamento do rotâmetro (resolução igual a 2 % do caudal).

A estabilidade temporal da injecção das soluções-base de rodamina B contribui para a nossa confiança na instalação experimental, permitindo a sua utilização na análise das propriedades fluorescentes das soluções (subsecção 3.5).

C	P=200 mW		P=400 mW		P=600 mW	
[mg/L]	s	$t \cdot s_{\overline{F}}$	s	$t \cdot s_{\overline{F}}$	s	$t \cdot s_{\overline{F}}$
0.02	1.4	1.3	1.0	2.0	1.0	0.4
0.04	0.9	1.5	0.9	1.8	0.4	0.7
0.06	4.2	8.4	0.9	1.8	0.8	0.9
0.08	1.0	1.9	0.9	1.8	0.7	1.1
0.10	0.6	0.8	0.2	0.5	0.6	0.8
0.12	0.6	0.5	0.3	0.7	3.5	7.0

Tabela 3.7: Desvio-padrão e erro aleatório referentes aos resultados das figuras 3.8 a 3.10 (valores expressos em percentagem do valor médio correspondente)

3.4.2 Repetibilidade

Analisou-se a capacidade de repetir os resultados para séries de medições e assim possibilitar e validar a comparação entre resultados. Avaliou-se a influência da potência laser, da colocação do flutuador do rotâmetro no valor da escala pretendido e da utilização de soluções-base diferentes.

As medições nesta subsecção foram efectuadas com o circuito de água a descarregar no interior da caixa de vidro, à semelhança da secção anterior, e com a configuração B da óptica (tabela 3.1). A potência do laser era 400 mW e a concentração das soluções analisadas manteve-se constante e igual a 0.04 mg/L, com uma incerteza estimada em 5.2 % (tabela 3.5).

A figura 3.11 reúne 4 séries de medições, que avaliam a capacidade de repor as condições experimentais nos valores inicialmente estabelecidos. Medições durante o período de aquecimento do laser (série 1) mostram um decréscimo de intensidade de sinal de fluorescência de 1.22 mV/min, i.e. uma variação de 0.4 % por minuto relativamente ao valor inicial; enquanto que medições efectuadas com o laser ligado há mais de 35 minutos, e após o seu alinhamento com o pico da emissão em 514.5 nm, permitiram obter um sinal estável (série 2). O reajustamento do caudal utilizando o rotâmetro (série 3) originou uma diminuição de 4.3 % da intensidade de sinal de fluorescência relativamente às medições da série 2. Sem mexer na instalação experimental, e alterando a potência laser, e voltando a colocar o indicador em 400 mW (série 4), observou-se uma diminuição da intensidade do sinal de fluorescência relativamente à medição anterior (série 3) inferior à resolução da placa (1.12 mV), i.e. a repetibilidade com uma variação de 0.4 %.

Concluiu-se ser mais crítica a repetibilidade dependente do rotâmetro do que do laser, e as figuras 3.12 e 3.13 ilustram a capacidade de manter o mesmo caudal na instalação para séries de medições realizadas no mesmo dia (figura 3.12) ou

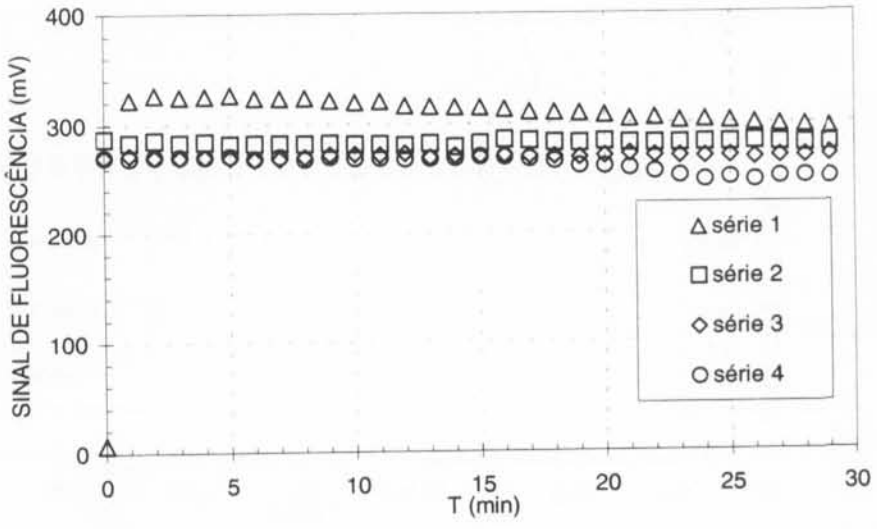


Figura 3.11: Sinal de fluorescência, para as mesmas condições experimentais (soluções com concentração igual a 0.04 mg/L, obtidas a partir da solução-base G), para significado das séries de medições ver texto

em dias consecutivos (figura 3.13). Para as 3 séries de resultados da figura 3.12, obteve-se um erro padrão da média de 1.6 % entre medições. Para as séries 1 a 4 da figura 3.13 (em dias consecutivos) obteve-se uma variação média de 4 % entre medições. Embora inferiores à incerteza de concentração calculada, estes valores eram superiores ao por nós considerado desejável e superiores à incerteza de 2 % do rotâmetro. Depois de mais ensaios a nossa capacidade de repetir as condições experimentais colocando o rotâmetro no mesmo valor aumentou, e os valores nas séries 5 e 6 da figura 3.13 mostram uma incerteza da média de 1.2 %.

Coloca-se também a questão de saber quanto tempo demorava a solução concentrada de rodamina B até alcançar a secção de teste, após ser dado início ao funcionamento do sistema de injecção. A figura 3.14 mostra que se podiam efectuar as medições 10 minutos após o início da injecção da solução-base no circuito de água (série 1). Medições sucessivas permitiram obter uma repetibilidade de 0.9 %.

A figura 3.15 mostra as medições no dia seguinte, utilizando a mesma solução-base. A série 1 apresenta maior variação de sinal de fluorescência, porque foi efectuada logo após o início da injecção. Relativamente às medições do dia anterior da figura 3.14, a voltagem do sinal de fluorescência diminuiu 2.6 %. Repetiram-se igualmente as medições dois dias depois, e o sinal de fluorescência aumentou 11 %. A maior voltagem do sinal foi atribuída à agitação ineficaz da solução-base

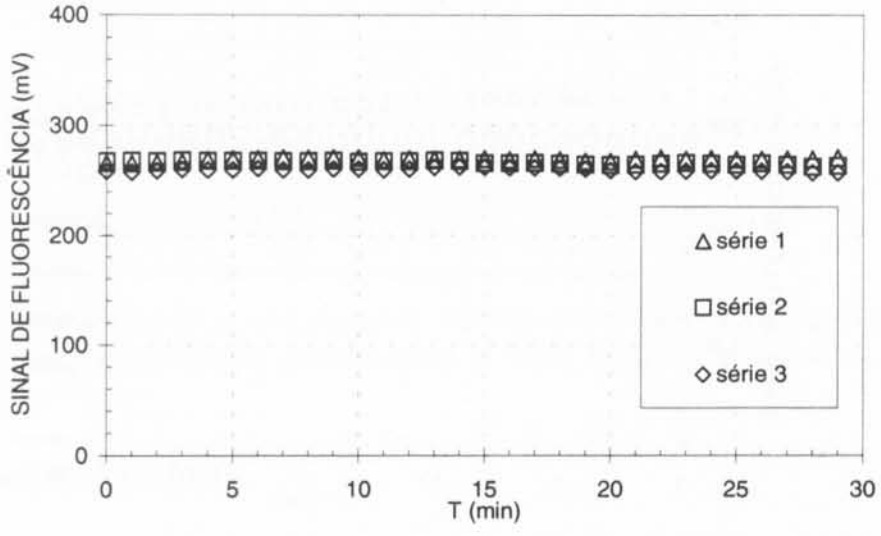


Figura 3.12: Sinal de fluorescência mexendo na válvula de controlo do caudal do circuito (soluções com concentração igual a 0.04 mg/L, obtidas a partir da solução-base H, medições efectuadas no próprio dia), para significado das séries de medições ver texto

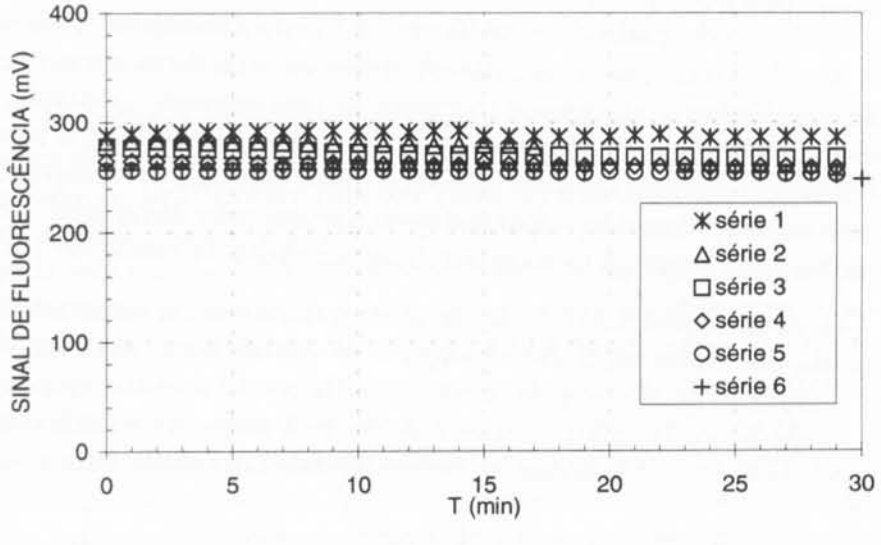


Figura 3.13: Sinal de fluorescência mexendo na válvula de controlo do caudal do circuito (soluções com concentração igual a 0.04 mg/L, obtidas a partir da solução-base G, medições efectuadas no dia seguinte), para significado das séries de medições ver texto

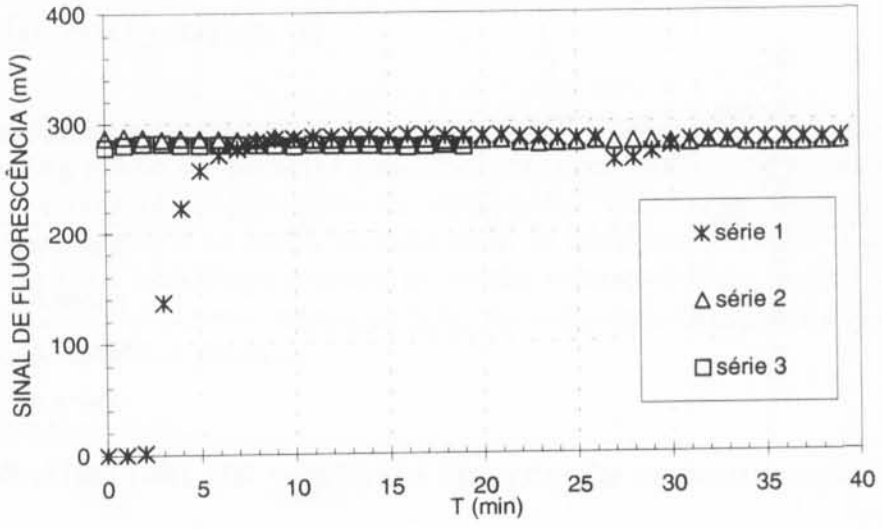


Figura 3.14: Sinal de fluorescência imediatamente após a injecção da solução-base I no circuito, para as mesmas condições experimentais (medições efectuadas em 10 de Maio de 1995), para significado das séries de medições ver texto

no reservatório e consequente deposição de traçador fluorescente e aumento de concentração, com a diminuição do volume de solução disponível. A utilização de uma nova solução traduziu-se numa variação de sinal de 1 %, e comparativamente às medições na figura 3.14 (nova solução, utilizada imediatamente após ter sido feita), em um aumento da voltagem do sinal de fluorescência igual a 5.7 %, valor muito próximo da incerteza estimada.

Como resultado desta análise, para permitir a utilização da mesma solução-base em dias consecutivos a agitação da solução-base no interior do reservatório foi melhorada, e sempre que possível usou-se a mesma solução-base para fazer medições diferentes.

3.4.3 Resolução

Para avaliar a influência no sinal de fluorescência de uma perturbação no sistema, aumentou-se o caudal do circuito de água principal, no valor correspondente a 2 divisões da escala do rotâmetro, i.e. 11.84 m^3/h. Este aumento do caudal do circuito de água principal, de acordo com (3.1), implicou uma diminuição da concentração do escoamento igual a 7.8×10^{-4} mg/L. Para uma potência laser igual a 400 mW, à concentração inicial de 0.04 mg/L correspondia uma voltagem do sinal de fluorescência igual a 291 mV, e a diminuição da concentração traduziu-

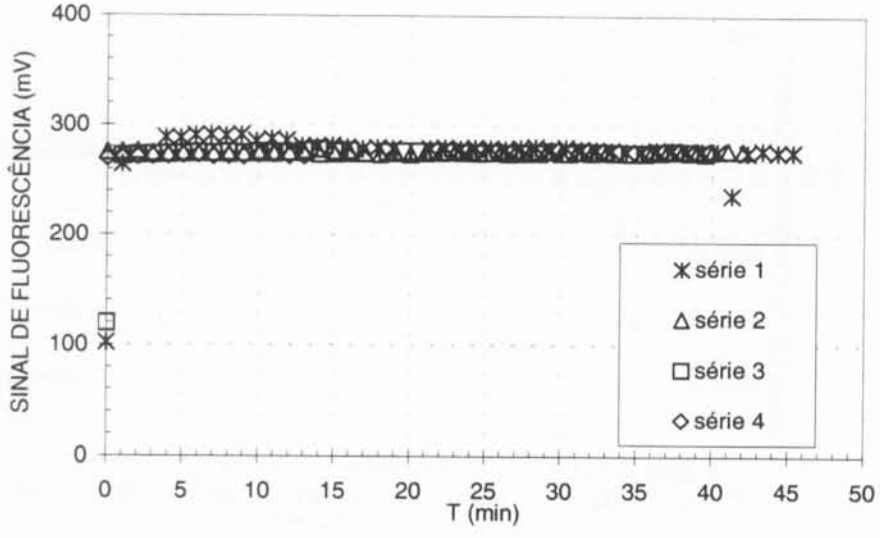


Figura 3.15: Sinal de fluorescência utilizando a solução-base I, para as mesmas condições experimentais (medições efectuadas em 11 de Maio de 1995), para significado das séries de medições ver texto

-se numa diminuição do sinal de fluorescência igual a 5.84 mV. Considerando a existência de uma relação linear entre a concentração na secção de teste e a tensão do sinal de fluorescência (1.2), a diminuição do sinal medido correspondia a uma diminuição de concentração de 8×10^{-4} mg/L. A boa aproximação deste valor ao acima estimado através de (3.1), foi considerada satisfatória, por ser inferior à incerteza estimada de ±0.0021 mg/L no valor da concentração inicial (tabela 3.5).

Concluiu-se que a variação em uma divisão da escala do rotâmetro, do caudal de água limpa, se traduzia numa variação da concentração da solução escoada na secção de teste, inferior à incerteza estimada. Esta variação corresponde efectivamente a uma incerteza do tipo A (subsecção 2.2.4) associada ao funcionamento da instalação, e representa a resolução com a qual é possível medir concentração por LIF, utilizando esta instalação experimental e sistema de medida.

Estes resultados reforçam ainda a garantia de repetibilidade dos resultados, e a possibilidade de utilizar este sistema de injecção como parte integrante de uma instalação experimental mais complexa (capítulo 4).

3.5 Caracterização das propriedades das soluções de rodamina B

O sinal de fluorescência foi processado de acordo a subsecção 1.2.4, e corresponde ao valor médio de amostras com dimensão entre 500 e 1000 eventos, cuja aquisição era controlada pelo sinal de velocidade. Utilizou-se a configuração óptica B (tabela 3.1) e no início de cada série de medições mediu-se o sinal de fluorescência para água limpa presente na secção, correspondente ao sinal de concentração nula ou nível zero (subsecção 3.3). As velocidades médias apresentadas são médias estatísticas simples.

3.5.1 Influência da potência laser e da concentração

Na análise na caixa de vidro, subsecção 2.3.4, tinha sido determinada uma concentração de rodamina B máxima e igual a 0.08 mg/L, para a ocorrência de uma relação linear entre concentração e o sinal de fluorescência. Agora, no interior do tubo de vidro acrílico avaliou-se a relação entre a concentração e o sinal fluorescente para concentrações inferiores a 0.12 mg/L e para potências da luz laser incidente inferiores a 600 mW. O volume de controlo foi colocado no centro da secção de teste, com os raios contidos no plano de simetria horizontal da secção e correspondente extensão do percurso óptico na solução homogénea de rodamina B, escoada no interior do tubo acrílico, igual a 21 mm (figura 3.16).

Procurando identificar a influência do aumento da potência laser na alteração das características de linearidade, efectuou-se também uma análise idêntica à da tabela 2.8, secção 2.3.4, e obtiveram-se os valores da tabela 3.8 por ajuste por regressão linear aos dados correspondentes aos símbolos vazios da figura 3.16.

		Potência laser [mW]		
C_n [mg/L]	Nº de pontos	200	400	600
0.054	3	1	1	1
0.072	4	1	0.999	1
0.098	5	0.999	0.997	0.996
0.116	6	0.998	0.996	0.996

Tabela 3.8: Coeficientes de regressão linear aos dados da figura 3.16

Os coeficientes de regressão linear (tabela 3.8), mostram um ajuste bom duma lei linear para a gama de concentrações e potências utilizadas. Verifica-se que a correlação diminui, para igual concentração, com o aumento da potência, mas no entanto, para concentrações inferiores a 0.08 mg/L o ajuste pode ser

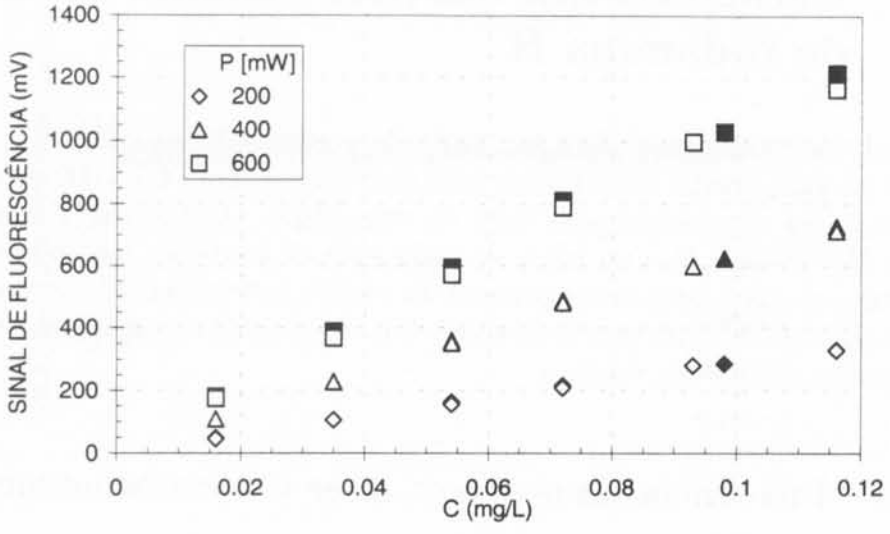


Figura 3.16: Relação entre o sinal de fluorescência e concentração para várias potências laser (soluções preparadas a partir da solução-base K; símbolos a cheio correspondem a medições efectuadas no dia seguinte)

considerado independente da potência. Dentro de cada série com potência constante, considera-se a existência de uma relação linear entre a concentração de rodamina B da solução e a intensidade de fluorescência para concentrações de rodamina B inferiores ou iguais a 0.08 mg/L, verificando-se assim a análise da subsecção 2.3.4.1. Não se verifica assim, para as potências utilizadas a ocorrência de fenómenos de saturação no volume de controlo.

A regressão linear entre a voltagem média ($\overline{F}$) e os valores C da concentração de rodamina B da solução e P da potência de luz laser incidente, é dada por

$$\overline{F} = 16.983CP \tag{3.8}$$

obtida com um coeficiente de regressão linear $r^2 \approx 0.99$, e está representada na figura 3.17. Como esta relação linear existia para as 3 potências utilizadas, deve utilizar-se a potência máxima (600 mW), para maximizar o sinal de fluorescência e aumentar a sensibilidade do sistema de medição por LIF.

3.5.2 Medição simultânea de velocidade e concentração. Influência do percurso óptico

Foram analisadas soluções com concentração de rodamina B inferior a 0.12 mg/L, para estabelecer a capacidade de medir velocidade e concentração. As figuras

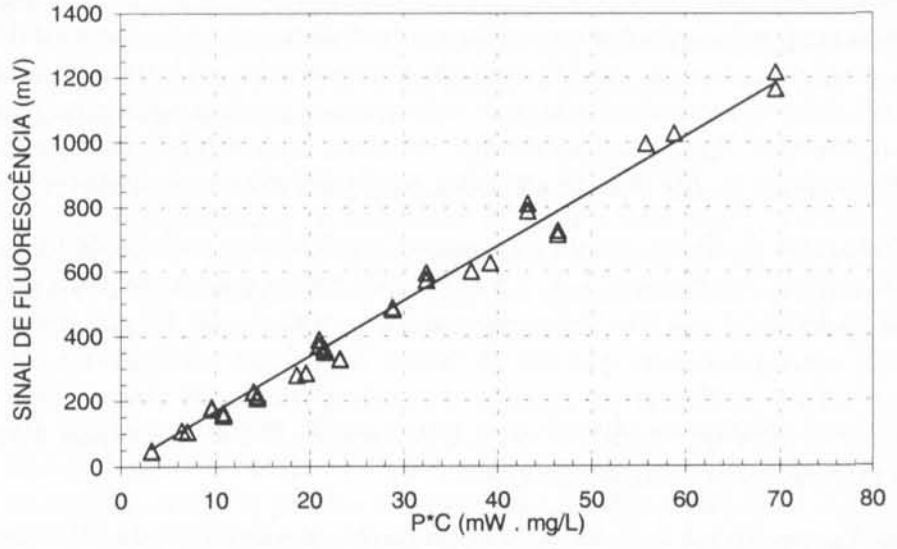


Figura 3.17: Relação entre a voltagem do sinal de fluorescência e o valor do produto potência-concentração (soluções preparadas a partir da solução-base K)

3.18 a 3.20 mostram perfis de velocidade axial média e de concentração média, medidos em simultâneo ao longo de metade do diâmetro do tubo. Os resultados obtidos permitiram ainda quantificar a absorção ao longo do percurso óptico, e a influência da potência laser. A extensão máxima do percurso óptico foi de 21 mm, igual à dimensão do raio da secção de teste, razão pela qual se observa o efeito da parede para $x = 0$ e no eixo da conduta em $x = 21$ mm não existe qualquer diminuição.

Nas medições de velocidade (tabela 3.9), verificou-se uma intensidade de turbulência axial (u'/U) aproximadamente constante ao longo do perfil, e igual a 14 % para todos os caudais utilizados. As velocidades médias no interior do tubo acrílico variavam entre 0.04 e 0.24 m/s (tabela 3.9).

C [mg/L]	Q [L/h]	Re	U [m/s]
0.02	1216.1	10139	0.24
0.04	609.3	5080	0.12
0.06	406.6	3390	0.08
0.08	304.4	2538	0.06
0.10	243.8	2032	0.05
0.12	202.3	1687	0.04

Tabela 3.9: Concentrações, caudais, números de Reynolds e velocidades médias do escoamento no interior do tubo de vidro acrílico

Os meios-perfis de velocidade média das figuras 3.18 a 3.20, são perfis típicos de escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos no interior de um tubo, e em conjunto com os meios-perfis de concentração, são uma indicação que é possível obter valores simultâneos de velocidade e concentração num mesmo ponto do escoamento. Ao contrário do que acontece com a medição de concentração, não foi possível medir velocidade na parede para distâncias inferiores a 4 mm.

Os valores de flutuação de concentração calculados através de (1.11) apresentavam valores inferiores a 1.2, 3.8 e 7.7 mV respectivamente para os dados das figuras 3.18, 3.19 e 3.20. Estes são valores próximos de 1% da voltagem média do sinal correspondente, que não se devem a qualquer variação da concentração, porque esta é uniforme no interior de toda a secção de teste. Este valor corresponde a uma incerteza do tipo A (subsecção 2.2.4) associada à medição de concentração média através de LIF.

As figuras 3.18 a 3.20 mostram igualmente a existência de absorção ao longo do percurso óptico dentro da secção. A absorção quando expressa em termos relativos através do parâmetro não é função da potência, e a existência de dependência da potência laser no caso da concentração de 0.02 mg/L, é atribuída à menor sensibilidade do sistema para potências laser baixas (200 mW). A quantificação da diminuição do sinal médio de fluorescência utilizando o quociente entre a resposta real do fotodetector e a sua resposta no caso de não existir absorção (τ_{mf}, subsecção 1.2.4.2), quantificado entre $x = 2$ mm e o eixo do escoamento ($x = 21$ mm), para dados das figuras 3.18 a 3.20, encontra-se resumida na tabela 3.10.

	$\tau_{mf}(x = 2\ a\ 21\ mm)$		
Concentração	P=200 mW	P=400 mW	P=600 mW
[mg/L]	%	%	%
0.02	100	89.9	94.3
0.04	93.3	88.6	94.5
0.06	90.3	91.8	93.4
0.08	99.0	92.0	93.4
0.10	96.0	88.6	89.7
0.12	91.1	89.9	90.3

Tabela 3.10: Comparação entre os sinais de fluorescência obtidos para um percurso óptico entre 2 e 21 mm e no caso de não existir absorção

Para a potência de 600 mW, que correspondia a um sinal de velocidade de melhor qualidade e concentrações superiores a 0.04 mg/L, o sinal diminuiu entre 6.6 e 10.3 % ao longo do percurso óptico entre $x = 2$ e 21 mm. A absorção, quantificada por $1 - \tau_{mf}$, cifra-se em valores próximos de 2.9 % por cm de extensão de percurso óptico para concentrações de 0.02 mg/L e de 0.04 mg/L. Estes

valores são ligeiramente superiores aos obtidos na subsecção 2.3.4.2, facto que foi atribuído à influência da geometria na captação da luz fluorescente pela óptica de recolha de luz (subsecção 3.3.5) e verificam a condição $1 - \tau_{mf} \ll 1$, para pequenas extensões do percurso óptico.

Procurando utilizar a potência laser máxima (600 mW), considerou-se que uma solução com concentração de rodamina B igual a 0.04 mg/L, permitia analisar um escoamento de misturas não homogéneas no interior do tubo de vidro acrílico. O sinal de fluorescência correspondente apresenta uma voltagem média próxima de 330 mV (figura 3.20), que é cerca de 270× a resolução da placa de aquisição.

Com base nestes resultados optou-se por não efectuar correcções devido à absorção de luz ao longo do campo óptico nos resultados de concentração (secção 4.8.2), ao contrário ao que é prática em por exemplo Koochesfahani and Dimotakis (1985). O valor de absorção para uma solução com concentração igual a 0.04 mg/L analisada recorrendo a 600 mW, foi suficientemente baixo para que se considerasse desprezável a influência do traçador fluorescente nas características do sinal de velocidade.

3.5.3 Degradação das propriedades fluorescentes da rodamina B

Retomando a análise da subsecção 3.5.1, mas agora num outro contexto, analisou-se a possibilidade do envelhecimento da solução-base de rodamina B. Pretendeu-se averiguar se uma solução-base preparada há vários dias, mantinha idêntica relação linear, como a identificada na figura 3.17. Medições com a mesma solução efectuadas em dias consecutivos (símbolos a cheio e vazios na figura 3.16) demonstraram que as diferenças na voltagem do sinal de fluorescência se cifram em 6% para a concentração (0.04 mg/L) e potência (600 mW) adoptadas. Este valor não é significativo atendendo à incerteza do restante equipamento, nomeadamente a associada a questões de alinhamento da óptica e de estabilidade do escoamento. Aconselhando-se a utilização de uma concentração máxima igual a 0.04 mg/L para o estudo de misturas não homogéneas (capítulo 4), a variação será inferior 6%, o que se considerou aceitável.

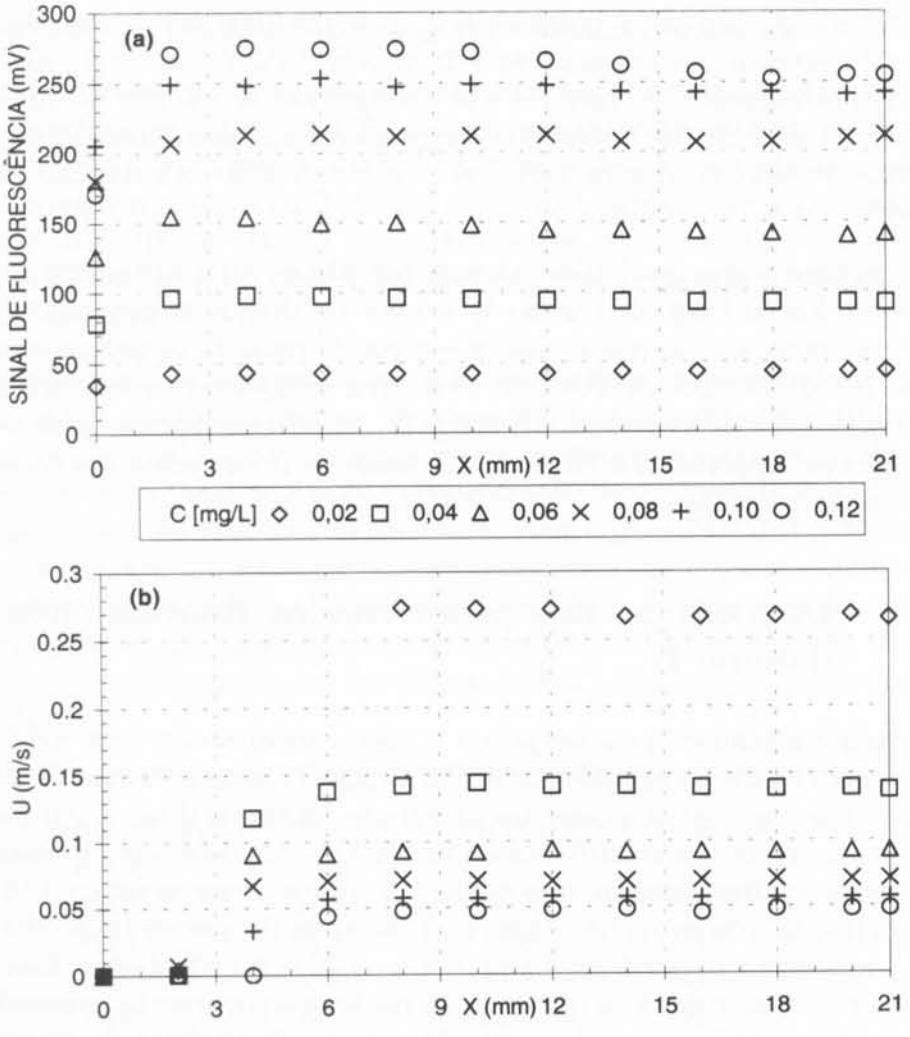


Figura 3.18: Sinal de concentração e velocidade, em função da distância, para diferentes concentrações de rodamina B e 200 mW de potência laser (soluções de concentração não superior a 0.06 mg/L obtidas a partir da solução-base L; soluções de concentração superior a 0.06 mg/L obtidas a partir da solução-base M)

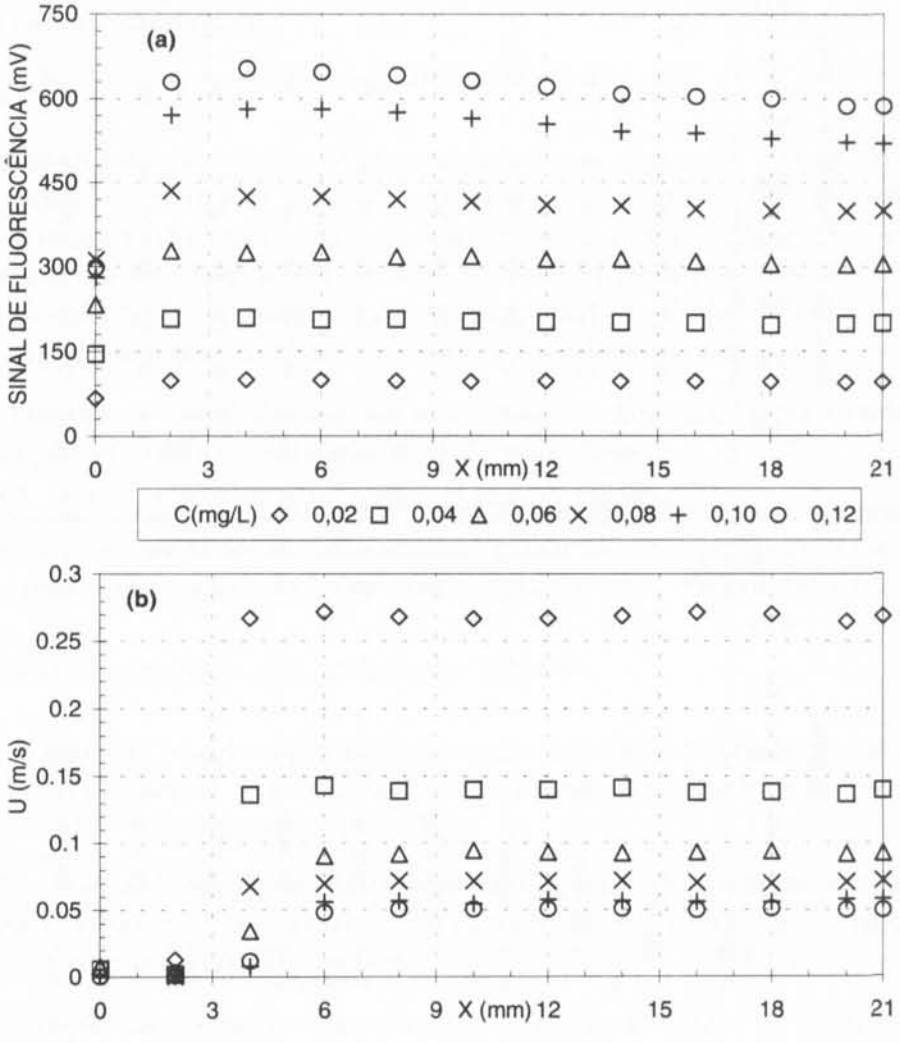


Figura 3.19: Sinal de concentração e velocidade, em função da distância, para diferentes concentrações de rodamina B e 400 mW de potência laser (soluções obtidas a partir da solução-base C)

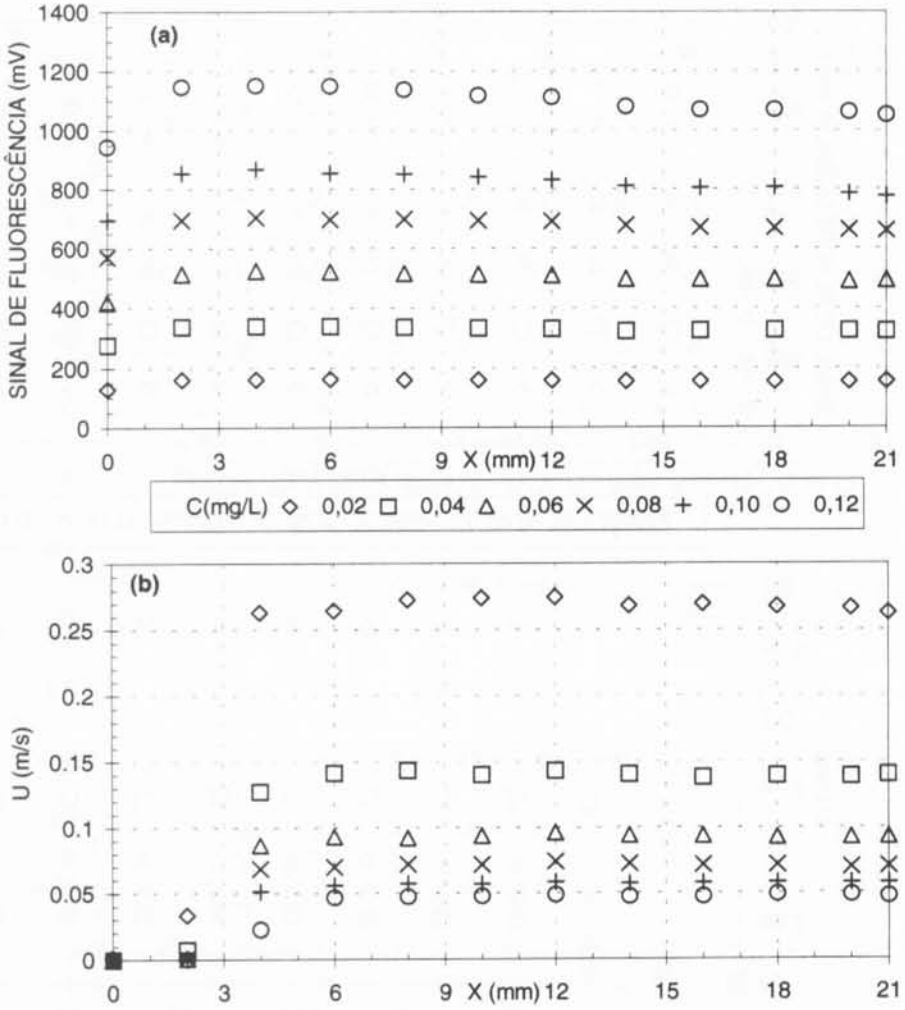


Figura 3.20: Sinal de concentração e velocidade, em função da distância, para diferentes concentrações de rodamina B e 600 mW de potência laser (solução com 0.12 mg/L de concentração obtida a partir da solução-base L; restantes soluções obtidas a partir da solução-base O)

3.6 Conclusões

Da análise dos resultados incluídos neste capítulo, destacam-se as conclusões seguintes, agrupadas em função do equipamento de medida, dos parâmetros ópticos do sistema, do desempenho do sistema de injecção de tinta e das propriedades fluorescentes da rodamina B.

Em relação ao equipamento de medida as conclusões são:

1. O equipamento de medida apresenta um comportamento adequado à sua utilização em medições por LIF. As alterações introduzidas na fonte de alimentação permitiram eliminar interferências electrónicas externas, e a incerteza-padrão combinada do sinal medido foi reduzida para valores entre 5.5 e 15.6 %. É possível num mesmo ponto (volume de controlo) do escoamento medir simultaneamente a velocidade e concentração.
2. A voltagem do sinal de fluorescência não é influenciada pelo facto da aquisição ser condicionada pelo sinal de velocidade.
3. A medição através de LDA e LIF num escoamento de solução homogénea no interior de um tubo de vidro acrílico, permitiu obter perfis de velocidade axial média típicos de um escoamento turbulento no interior de um tubo.

Em relação à adequação dos parâmetros ópticos:

1. O aumento do ângulo de intersecção dos raios permite efectuar medições até 2 mm da parede. Foi escolhido um meio ângulo de intersecção dos raios igual a 5.89° (configuração óptica B).
2. Verificou-se a dependência da intensidade do sinal de fluorescência da dimensão do volume de controlo e considerou-se que o volume de medição coincide com o volume de controlo.
3. A alteração da geometria da caixa de vidro para o tubo de vidro acrílico envolvido pela caixa óptica, traduziu-se na diminuição do sinal de luz fluorescente em cerca de 45 %. A intensidade do sinal de fluorescência obtido nesta geometria com paredes curvas é função da orientação e movimento dos raios relativamente à geometria. Concluiu-se que as medições por LIF devem ser efectuadas com os planos dos raios e de simetria longitudinal da secção coincidentes.

A avaliação do desempenho do sistema de injecção mostrou que este assegurava soluções com concentração com repetibilidade de 1.2 %, valor considerado satisfatório tendo em conta as incertezas estimadas.

Quanto às propriedades fluorescentes da rodamina B:

1. A relação linear entre a concentração de rodamina B e a voltagem do sinal de fluorescência ocorre para concentrações até 0.12 mg/L e potências laser até 600 mW. Para concentrações inferiores a 0.08 mg/L não se verificavam fenómenos de saturação, e para potências inferiores a 600 mW não se verificavam fenómenos de fotodecomposição.

2. A absorção ao longo do percurso óptico é independente da potência laser incidente e varia entre 4.6 % e 11.4 % do valor médio da voltagem do sinal de fluorescência inicial, para um percurso óptico de 19 mm. Para a potência laser máxima utilizada, 600 mW, a absorção ao longo do percurso óptico, condicionou a escolha da concentração máxima igual a 0.04 mg/L para estudos de campos de concentração não uniformes. Neste caso obteve-se uma atenuação do sinal $(1 - \tau_{mf})$ próxima de 2.9 % por cm de extensão do percurso óptico, que se considerou desprezável.

3. A mesma solução-base no sistema de injecção pode ser usada em 2 dias consecutivos, sem que haja degradação das suas propriedades.

Capítulo 4

Medição Simultânea de Velocidade e Concentração em Jactos Coaxiais Confinados

4.1 Introdução

No presente capítulo descreve-se a aplicação conjunta das técnicas experimentais LDA e LIF para caracterização dos campos de velocidade e concentração de um escoamento de dois jactos coaxiais confinados numa conduta circular, para vários valores da razão entre as velocidades médias do escoamento anelar e do escoamento interior. O objectivo principal destas medições foi avaliar as capacidades de utilização simultânea das técnicas de LDA e LIF. O estudo deste escoamento foi efectuado adicionando rodamina B ao escoamento interior e analisando a mistura entre os dois escoamentos. Este estudo teve igualmente como objectivo melhorar a compreensão de fenómenos turbulentos, como por exemplo a interacção de camadas de corte, desprendimento de vórtices e recirculação. Por fim, pretendeu-se reunir informação que permita o desenvolvimento e a validação de modelos matemáticos aplicados ao estudo da mistura turbulenta.

Conteúdo do Capítulo. No texto que se segue descrevem-se a instalação (secção 4.2) e as condições experimentais utilizadas (secção 4.3). O estudo inicia-se com a visualização do escoamento (secção 4.4) e a medição de pressão (secção 4.5). Os resultados da medição simultânea de velocidade e concentração estão organizados por condições do escoamento e iniciam-se com a análise da influência do número de Reynolds do escoamento (secção 4.6). A análise das medições ao longo do eixo do tubo é efectuada na secção 4.7. De seguida incluem-se em sepa-

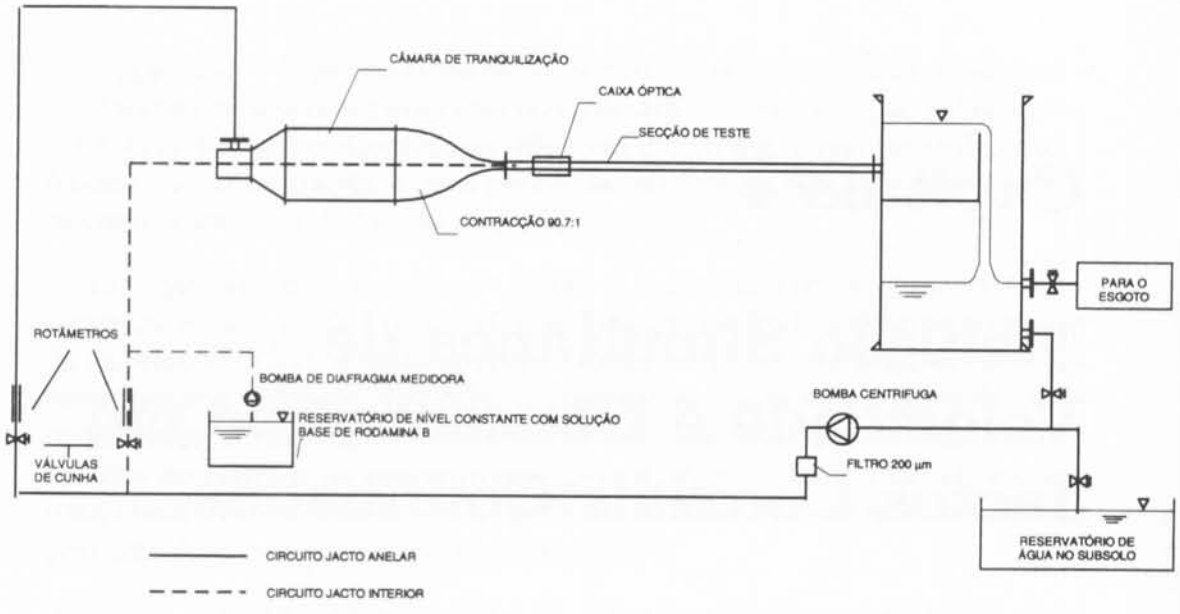


Figura 4.1: Esquema da instalação experimental de jactos coaxiais confinados

rado os campos médio e turbulento, secções 4.8 e 4.9. Em cada uma destas secções são apresentados os perfis radiais de médias temporais e flutuações de velocidade axial e radial, e de concentração. Na secção 4.10 analisam-se os termos de transporte turbulento de massa, e na secção 4.11 conclui-se o estudo do escoamento de jactos coaxiais apresentando os coeficientes de assimetria e achatamento das distribuições de concentração, para uma única condição do escoamento. O capítulo termina com a secção 4.12, onde se incluem as conclusões principais.

4.2 Configuração experimental

Descrevem-se na presente secção a instalação experimental (subsecção 4.2.1) e o equipamento de medida (subsecção 4.2.2).

4.2.1 Instalação experimental

A figura 4.1 representa esquematicamente a instalação experimental utilizada no estudo do escoamento de jactos coaxiais. Parte desta instalação era constituída

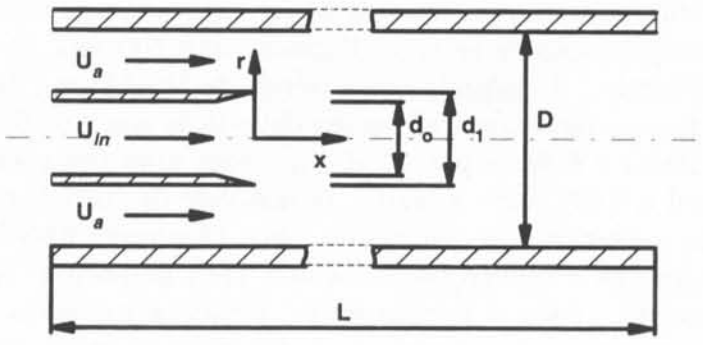


Figura 4.2: Secção de teste (d_0= 17 mm; d_1= 19 mm; D= 42 mm; L= 2000 mm)

pelo circuito do jacto interior, formado pelo circuito de água principal e sistema de injecção utilizado nas medições do capítulo 3 e descrito na subsecção 3.2.1. Para além deste circuito, a instalação englobava um circuito de água para o jacto anelar, alimentado pela mesma bomba centrífuga. Para evitar a propagação de vibrações da bomba centrífuga à secção de teste, utilizaram-se juntas de amortecimento nas ligações entre a bomba e a tubagem. O caudal do escoamento anelar era controlado por uma válvula de cunha e medido por um rotâmetro (Brooks Full-View, série 1120) com resolução igual a 144 L/h (1% da escala máxima).

A instalação estava preparada para funcionar em circuito fechado ou em circuito aberto, quando para as medições por LIF era adicionada rodamina B no circuito do jacto interior. Nesse caso, a instalação era alimentada a partir dum reservatório no subsolo com a capacidade de 23 m^3, continuamente abastecido pela rede de água da cidade.

O escoamento (figura 4.2) consistia em dois fluxos coaxiais de água, confinados por um tubo de vidro acrílico com diâmetro interno (D) de 42 mm, espessura da parede 4 mm e 2 m de comprimento (a secção de teste utilizada no capítulo 2). A saída do jacto interior tinha diâmetros interior (d_o) e exterior (d_1) iguais a 17 e 19 mm. No texto que se segue, designar-se-á a secção de saída do jacto interior, na posição $x = 0$, por secção inicial do escoamento.

O acesso óptico ao interior do tubo de vidro acrílico era efectuado através da caixa óptica utilizada anteriormente (subsecção 3.2.1), móvel ao longo do tubo exterior. A secção de teste era fixa e o laser e elementos ópticos foram montados na bancada óptica sobre a mesa de coordenadas, agora com possibilidade de ser movimentada ao longo de todo o comprimento da secção de teste.

O escoamento do jacto anelar da secção de teste era precedido por uma tubeira convergente com uma razão de áreas de 90.7:1, colocada na extremidade de uma câmara de tranquilização de secção cilíndrica, com 600 mm de comprimento e 400 mm de diâmetro. Atendendo aos critérios de Bradshaw (1965), no interior desta câmara foram colocados dois painéis de rede de aço inox 6×19 (malha com arame de 19 BMG e 6 furos por 26.16 mm, com uma percentagem de espaço em aberto igual a 0.57) para reduzir a intensidade de turbulência axial (u'/U) do escoamento anelar, e dois painéis de favos (Aeroweb 3003-7.1-1/8-15) com 30 mm de espessura e células de 3.175 mm para garantir a uniformidade do mesmo escoamento. Para o mesmo efeito, devido à mudança de direcção do escoamento, a montante da câmara foi igualmente colocada uma rede de aço inox 16×27 (malha com arame de 27 BMG e 16 furos por 26.16 mm, com uma percentagem de espaço em aberto igual a 0.57).

O escoamento do jacto interior emergia de um tubo de latão, suportado no eixo da câmara de tranquilização pelo conjunto das redes e painéis que atravessava, e evitando assim suportes que pudessem perturbar o escoamento anelar. Este tubo tinha uma extensão recta de 100 d_0, ou seja de 1700 mm, e terminava 97 mm a jusante da saída da tubeira. O tubo exterior, o tubo de latão do escoamento interior e a tubeira deviam ser colocados rigorosamente na horizontal, com os seus eixos coincidentes. A secção de teste, suportada por flanges nas suas extremidades, era dotada de um sistema adicional de suporte e nivelamento que evitava a sua deformação.

Utilizaram-se soluções-base que garantiam uma concentração de 0.04 mg/L na saída do jacto interior, para qualquer das condições do escoamento. O caudal de solução-base variava entre 2.3 e 2.6 L/h, dependendo dos caudais dos escoamentos do jacto interior e anelar. No interior da secção de teste a concentração variava entre 4×10^{-2} e 1.2×10^{-3} mg/L, uma gama estabelecida considerando a mistura completa dos dois escoamentos para as várias combinações de caudais do jacto interior e escoamento anelar utilizadas. Para a concentração inicial escolhida, era válida a relação linear entre luz incidente e emitida e a absorção de luz ao longo do percurso óptico era desprezável (secção 3.6). As soluções-base de rodamina B eram preparadas com pelo menos 2 horas de antecedência, e as aquisições iniciadas após o sinal de fluorescência apresentar um valor constante.

Tal como no capítulo 3, as medições foram efectuadas com a secção de teste isolada da luz ambiente e com monitorização da temperatura. Verificou-se que a temperatura da água se mantinha constante ao longo do dia, quando a instalação funcionava em circuito aberto. Quando a instalação funcionava em circuito fechado, o aumento da temperatura era corrigido, adicionando água da rede ao sistema.

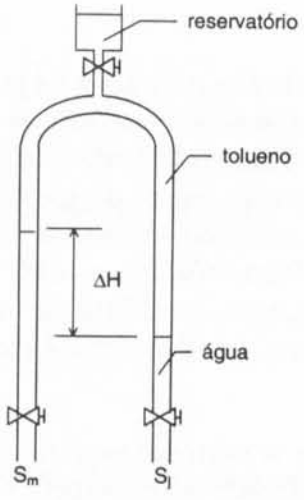


Figura 4.3: Representação esquemática do manómetro diferencial de tolueno, utilizado nas medições de pressão

4.2.2 Equipamento de medida

Visualização do escoamento. Para a visualização do escoamento criou-se um plano horizontal de luz com 79 mm de largura e 1.4 mm de espessura. Para esse efeito o raio do laser Spectra-Physics (modelo Stabilite 2017) incidiu numa lente plano-cilíndrica (Melles Griott, 01LCP000), originando um feixe divergente, que ao atravessar uma lente frontal acromática deu origem a um plano de luz, orientado de maneira a conter o eixo da secção de teste. O laser foi utilizado na sua potência máxima (1.8 W) para permitir velocidades elevadas do obturador da câmara fotográfica. O equipamento fotográfico consistiu numa câmara Nikon F4, equipada com uma objectiva Micro Nikon AF 2.8, comprimento focal igual a 60 mm, e utilizaram-se diapositivos a cores, com sensibilidade 1600 ASA, puxados a 3200 ASA.

Medição de pressão. A variação da pressão estática do escoamento foi medida por um manómetro diferencial (figura 4.3), com tolueno como líquido manométrico. O desnível dos 2 braços do manómetro possuía uma escala entre 0 e 300 mm, graduada em mm.

A diferença de pressão Δp entre duas secções de montante (S_m) e jusante (S_j) era relacionada com o desnível dos braços do manómetro através de,

$$\Delta p = p_m - p_j = \Delta H(1 - d_{tol})\gamma_a, \text{ com } \Delta p\,[Pa] \text{ e } \Delta H\,[m] \qquad (4.1)$$

sendo a densidade do tolueno (d_{tol}) igual a 0.866, e o peso volúmico da água (γ_a)

igual a 9810 Nm^{-3}.

As tomadas de pressão foram colocadas na posição inicial ($x/d_0 = 0$) e em mais 13 posições, correspondentes às secções onde se mediu velocidade e concentração (tabela 4.3) e a 4 posições adicionais ($x/d_o = 0.5$, 1.5, 3 e 6), de maneira a detalhar o campo de pressões na região inicial do escoamento. Para cada uma destas 14 posições axiais de medida existiam 4 tomadas de pressão, distribuídas ao longo do perímetro da secção cilíndrica (afastadas de 90° entre si) e ligadas ao manómetro por um único tubo, de maneira a uniformizar a pressão média medida. Os furos piezométricos tinham 1 mm de diâmetro e 4 mm de comprimento.

Medição de velocidade e concentração. Na medição simultânea de velocidade e concentração foi utilizado o equipamento descrito no capítulo 3, configuração óptica B (tabela 3.1). Os parâmetros associados à medição de velocidade por LDA para a configuração óptica utilizada neste capítulo, estão resumidos na tabela 4.2.2.

Em todas as medições o laser funcionou com uma potência de 600 mW, operando no modo de potência. A tensão de pré-amplificação do fotomultiplicador do sinal de fluorescência foi -1500 V e a saída do fotomultiplicador foi amplificada 8×. Dependendo do valor local da concentração, o módulo de aquisição de sinal analógico foi utilizado em três gamas de voltagem: 0 a 5 V, 0 a 819.2 mV e 0 a 81.92 mV, com resoluções respectivamente iguais a 1.22 mV, 0.2 mV e 0.02 mV.

Efectuaram-se medições na saída do jacto interior, com os parâmetros experimentais acima indicados, para determinar a relação entre o sinal medido e a concentração de rodamina B (figura 4.4). No caso de concentrações até 0.04 mg/L, valor máximo a utilizar na sequência das conclusões do capítulo anterior, a relação entre o valor médio da voltagem medida pelo sistema ($\overline{F}$ [mV]) e o valor da concentração de rodamina B na saída do jacto interior(C [mg/L]), era dada por

$$\overline{F} = 7656.3C \tag{4.2}$$

obtida por ajuste de uma relação linear aos resultados experimentais com um coeficiente de regressão linear igual a 0.999. Os valores das menores concentrações que o sistema era capaz de medir eram iguais a 1.6×10^{-4}, 2.6×10^{-5} e 2.6×10^{-6} mg/L, para as três gamas de voltagem utilizadas (0 a 5 V, 0 a 819.2 mV e 0 a 81.92 mV).

No misturador do *Frequency Shifter*, o *shift* óptico do sinal era alterado electronicamente, permitindo obter sempre ciclos com pelo menos 50 franjas, sendo que na configuração do *shift* de ± 40 MHz o volume de controlo possuía 30

Características do raio laser:	
Comprimento de onda [nm]	514.5
Potência nominal [W]	1.8
Diâmetro do raio, em pontos e^{-2} [mm]	1.4
Características do Sistema LDA de uma componente, (Dantec, modelo 55× Modular Optics):	
Comprimento focal da lente frontal [mm]	310
Abertura da lente frontal [mm]	79
Factor de expansão dos raios	×1.94
Diâmetro do filtro espacial (*pinhole section*) [mm]	0.5
Características do volume de controlo:	
Separação dos raios na lente frontal [mm]	64
Meio ângulo de intersecção dos raios no ar	5.89^o
Dimensões do volume de controlo no ar (eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	0.729×0.075
Meio ângulo de intersecção dos raios no fluido (calculado)	4.43^o
Dimensões do volume de controlo no fluido (eixos maior e menor do elipsóide, calculados) [mm×mm]	0.970×0.075
Separação das franjas [μm]	2.5068
Número de franjas	30
Número de franjas com *shift*	50
Factor de conversão da velocimetria [MHz/(m/s)]	2.5068
Frequência de *shift*, medição de velocidade axial [MHz]	0.1 a 0.8
Frequência de *shift*, medição de velocidade radial [MHz]	0.5

Tabela 4.1: Características do sistema de LDA e LIF, utilizado no escoamento de jactos coaxiais

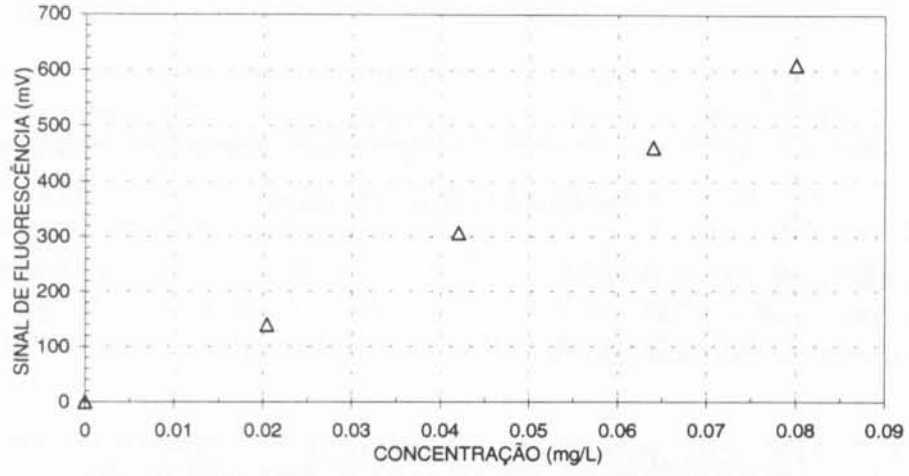


Figura 4.4: Sinal de fluorescência para várias concentrações do escoamento do jacto interior (potência laser igual a 600 mW, pré-amplificação do fotomultiplicador igual a -1500 V)

franjas. O contador para o processamento do sinal de velocidade (TSI, 1990C), trabalhou no modo de um único *burst* por ciclo, para uma exigência de 1 % entre o cálculo das frequências baseadas em 8 e 5 ciclos da medição.

A mesa de coordenadas dispunha de comparadores que permitiam medir deslocamentos com uma resolução de 5 μm, metade da menor divisão da escala dos comparadores. A localização exacta do volume de controlo no interior da secção de teste foi determinada em função do deslocamento da mesa e das características ópticas e geométricas dos elementos atravessados pelos raios.

A orientação do plano a que pertenciam os raios laser para medição de velocidade axial e de velocidade radial era diferente. Para medir velocidade axial o volume de controlo foi movimentado perpendicularmente às paredes do tubo exterior e com os raios no plano horizontal que contém o eixo da secção de teste. Para medir velocidade radial, os raios laser foram orientados num plano vertical, perpendicular ao eixo da secção de teste, e o volume de controlo foi movimentado segundo o diâmetro vertical da secção. Às orientações diferentes do plano dos raios correspondiam percursos ópticos diferentes e para a movimentação do volume de controlo no plano vertical obtiveram-se volumes de controlo de dimensões diferentes consoante a posição radial. Desta forma, para dois pontos a igual distância do eixo do escoamento, onde era esperado que o valor de concentração fosse idêntico, a intensidade de fluorescência diferia se se tratava de um ponto no plano horizontal ou no plano vertical. A dependência do sinal de fluorescência dos parâmetros ópticos e da geometria da secção de teste, identificada anteriormente

(subsecção 3.3.5), exigiria a inclusão de factores de correcção, e por isso optou-se por não apresentar as medições de concentração simultâneas com a velocidade radial.

4.3 Condições experimentais

Nesta secção apresentam-se as condições para as quais o escoamento de jactos coaxiais foi estudado, o tipo de medições e posições de medida no interior da secção de teste (subsecção 4.3.1), descreve-se a metodologia utilizada no processamento dos sinais de velocidade e de fluorescência (subsecção 4.3.2) e quantifica-se a incerteza experimental (subsecção 4.3.3).

4.3.1 Condições do escoamento

O escoamento foi estudado para 5 valores, entre 0.8 e 6.5, da razão U_a/U_{in} entre a velocidade anelar média e velocidade interior média (tabela 4.2). O escoamento era sempre turbulento com um número de Reynolds da ordem de 3×10^4, baseado na velocidade média e no diâmetro interno do tubo acrílico.

Condição	1	2	3	4	5	6	7
U_a/U_{in}	3.2	2.0	1.1	0.8	6.5	3.2	3.2
U_a [m/s]	0.83	0.83	0.76	0.83	0.83	3.34	1.67
Q_a [L/h]	3312	3312	3024	3312	3312	13248	6624
Re_a	9450	9450	8653	9450	9450	37800	18900
U_{in} [m/s]	0.26	0.42	0.69	1.08	0.13	1.04	0.52
Q_{in} [L/h]	213	340	562	885	104	852	426
Re_{in}	4376	7069	11614	17673	2134	17504	8752
U [m/s]	0.71	0.73	0.72	0.84	0.68	2.83	1.41
Q [L/h]	3525	3652	3586	4197	3416	14100	7050
Re	29390	30452	29898	34993	28478	117560	58780

Tabela 4.2: Condições do escoamento (U_a= velocidade axial média no jacto anelar; Q_a= caudal do jacto anelar; Re_a= número de Reynolds baseado em U_a e na dimensão do jacto anelar; U_{in}= velocidade axial média do jacto interior; Q_{in}= caudal do jacto interior; Re_{in}= número de Reynolds baseado em U_{in} e no diâmetro do jacto interior; U= velocidade axial média total; Q= caudal total; Re= número de Reynolds baseado em U e no diâmetro do tubo)

Para o conjunto das condições do escoamento 1 a 5, apresentam-se medições simultâneas de velocidade axial e concentração, ao longo do eixo do escoamento

e em perfis transversais. Em parte das secções transversais incluem-se também medições de velocidade radial que se consideram relevantes para o estudo do escoamento. Para as condições 6 e 7, avaliou-se apenas o escoamento ao longo do eixo, na proximidade da sua secção inicial.

Quatro das condições do escoamento possuíam razões de velocidade superiores ou próximas de 1 (condições 1, 2, 3 e 5), e unicamente uma (condição 4) razão de velocidade inferior a 1. Na maioria das condições, variou-se a razão de velocidade, mantendo a velocidade média do escoamento anelar. A condição 3 foi estabelecida por forma a que fosse igual a 1.0 a razão entre a velocidade anelar máxima ($\overline{U}_{a,Max}$) e a velocidade interior máxima ($\overline{U}_{in,Max}$), $\overline{U}_{a,Max}/\overline{U}_{in,Max}$ (ver a tabela 4.9 na página 161). A condição 5 permitiu obter recirculação no jacto interior, confirmada através de visualização (secção 4.4), tendo a ordem de grandeza da razão de velocidade sido encontrada de acordo com o número de Craya-Curtet (Gibson, 1986). As condições 6 e 7, em conjunto com a condição 1, tiveram como objectivo averiguar a existência de dependência do escoamento do número de Reynolds (secção 4.6).

O escoamento foi analisado até uma distância de 100 diâmetros internos do jacto interior (d_0) para jusante da secção inicial, com medições ao longo do eixo do tubo e em 9 secções transversais do escoamento (tabela 4.3).

Posição	1	2	3	4	5	6	7	8	9
x [mm]	2.38	17	34	68	136	272	544	1088	2000
x/d_0	0.14	1	2	4	8	16	32	64	100
x/D	0.06	0.40	0.81	1.62	2.24	6.48	12.95	25.90	47.62

Tabela 4.3: Posição axial das secções transversais de medida

A primeira posição axial ($x/d_0 = 0.14$) foi aquela em que se pôde medir um perfil radial de velocidade axial completo, sem a obstrução dos raios pelo tubo de latão do jacto interior (figura 4.5). Quando o volume de controlo de encontrava na metade do tubo mais afastada da óptica, a extremidade do tubo de latão do jacto interior era abrangida pelo campo de visão da lente e bloqueava 9 % da luz dispersa pelas partículas presentes no volume de controlo. Nessa primeira posição axial o efeito deste bloqueio verificava-se até uma distância de 6 mm da parede do tubo mais afastada da óptica, correspondente a uma posição no jacto anelar onde o escoamento não transportava rodamina B, não afectando portanto as medições de concentração por fluorescência.

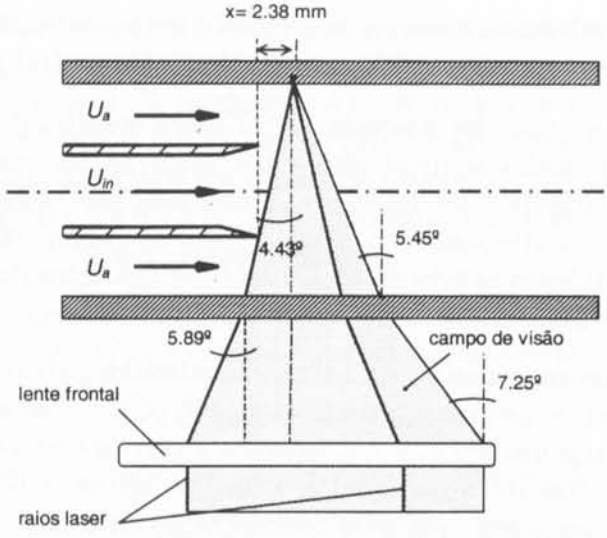


Figura 4.5: Percurso dos raios laser e campo de visão. Raios laser no plano horizontal que contém o eixo dos tubos e volume de controlo posicionado na parede interior da secção de teste, oposta ao laser

4.3.2 Processamento dos sinais de velocidade e de concentração

Em cada posição mediram-se a velocidade e a concentração, para amostras com dimensão igual a 2000 eventos (por exemplo, no núcleo central do jacto interior) ou 5000 eventos (por exemplo, na camada de corte c_1, figura 1.3). Os valores instantâneos de velocidade axial U ou radial V, concentração C, e instante de medida para cada um dos eventos foram guardados no computador para tratamento estatístico posterior. Sendo u, v e c as flutuações da velocidade axial, velocidade radial e concentração. Foram ainda determinados os termos de transporte turbulento de massa nas direcções axial e radial, através de $\overline{uc} = N^{-1} \sum uc$ e $\overline{vc} = N^{-1} \sum vc$. A velocidade tangencial W foi medida em perfis iniciais para verificar a inexistência de rotação neste escoamento.

O nível zero do sinal de concentração, i.e. sinal na ausência de rodamina B no circuito do jacto interior (correspondente à intensidade I_{nz}, secção 1.2.4), foi determinado sempre no início e algumas vezes também no fim do conjunto das medições, com o volume de controlo posicionado na parede interior do tubo. Para os perfis com medições de I_{nz} antes e depois de se ter concluído a medição do perfil verificou-se que o valor médio inicial era superior ao final em 11 dos 56 perfis medidos. Esta alteração do valor médio era igual a 1.35 mV, próximo da resolução da placa (1.22 mV). O desvio-padrão das medições inicial e final do nível zero não evidenciou a existência de qualquer tendência de variação sistemática.

Por estas razões a influência deste ruído no sinal de concentração foi contabilizada apenas com o valor medido no início, através de (1.10) e (1.11).

Cada valor instantâneo de concentração (C) era constituído por uma parcela fixa, igual ao valor médio do nível zero, e por uma parcela variável, atribuída à luz fluorescente recolhida. Ao contrário do indicado por Lemoine et al. (1996), era possível retirar a flutuação do sinal devido ao ruído, mas isto exigiria o processamento estatístico prévio da totalidade das medições do perfil, o que não se justificava pela razão acima indicada.

Os valores de concentração foram adimensionalizados pela concentração média no eixo do escoamento medida na primeira secção ($\overline{C}_{in}$). Assim quocientes entre a concentração média medida $\overline{C}$ e $\overline{C}_{in}$ iguais a 1 correspondem a fluido do jacto interior puro com concentração igual à inicial, e iguais a 0 correspondem ao escoamento anelar puro sem qualquer concentração de rodamina B. Os menores valores da concentração que cada condição permitiu obter no interior da conduta, assumindo mistura completa, foram estimados através de conservação de massa em $0.06\overline{C}_{in}$, $0.09\overline{C}_{in}$, $0.16\overline{C}_{in}$, $0.21\overline{C}_{in}$ e $0.03\overline{C}_{in}$, para as condições 1, 2, 3, 4 e 5, respectivamente (ver mais à frente a tabela 4.10, página 172).

Os resultados de concentração não foram corrigidos devido à absorção de luz ao longo do campo óptico. Em consequência da análise da secção 3.5.2, a absorção era igual a cerca de 3 % do valor médio do sinal de fluorescência numa extensão dos raios no interior da solução de rodamina B igual a 10 mm, sendo a concentração igual a 0.04 mg/L e a potência laser 600 mW. No escoamento de jactos coaxiais, esta concentração só existia na primeira posição de medida, e nas restantes era inferior, tendo-se desprezado a absorção. Para além disto a máxima extensão do campo de concentração era igual a 21 mm, a que correspondia uma atenuação máxima de cerca de 6 %.

4.3.3 Incerteza experimental

A quantificação da incerteza está organizada em duas partes. Na primeira parte apresenta-se a incerteza associada à medição de pressão e velocidade, e na segunda parte é efectuada a análise das incertezas no valor do caudal e da concentração inicial no jacto interior devidas à instalação experimental.

A pressão diferencial foi medida por um manómetro diferencial com 1 mm de precisão, correspondente a uma variação de pressão de 0.134 mm de coluna de água, i.e. 1.3 Pa. Os valores apresentados correspondem à média de duas séries de resultados, obtidas efectuando medições de pressão para as diferentes tomadas de pressão no sentido de montante para jusante, e repetindo-as no sentido inverso.

A estimativa das incertezas na medição de velocidade e concentração encontra-

se na subsecção 3.2.4 do capítulo anterior, e relembram-se aqui unicamente os valores finais das incertezas combinadas obtidas. A incerteza na medição de velocidade era cerca de 2 % (apêndice A). A incerteza na medição do sinal de fluorescência era igual a 5.6 % (subsecção 3.2.4). Além disto, os valores de concentração estavam afectados por uma incerteza igual ao desvio padrão do nível zero, no máximo igual a 2 e 0.5 mV, para as gamas de medição do módulo ADCM de 0 a 5 V e de 0 a 812.9 mV, respectivamente.

O caudal na secção de teste (Q) é a soma do caudal de solução-base (Q_b), caudal no tubo interior (Q_{in}) e caudal no escoamento anelar (Q_a),

$$Q = Q_b + Q_{in} + Q_a. \tag{4.3}$$

A incerteza que lhe está associada (U_Q) obedece a uma lei do tipo,

$$\frac{U_Q}{Q} = \sqrt{\left(\frac{U_{Q_b}}{Q}\right)^2 + \left(\frac{U_{Q_{in}}}{Q}\right)^2 + \left(\frac{U_{Q_a}}{Q}\right)^2}. \tag{4.4}$$

Incerteza absoluta [L/h]		Incerteza relativa [%]				
		Condição				
		1	2	3	4	5
caudal solução-base	0.05	2.1	2.0	2.0	2.2	2.1
caudal interior	29.6	13.9	8.7	5.3	3.3	28.6
caudal anelar	144	4.3	4.3	4.8	4.3	4.3
caudal secção de teste	147	4.2	4.0	4.1	3.5	4.3

Tabela 4.4: Incertezas dos caudais de solução-base (U_{Q_b}), interior ($U_{Q_{in}}$), anelar (U_{Q_a}), e total (U_Q)

As incertezas associadas a cada um dos caudais e as incertezas relativas U_Q/Q para as 5 condições do escoamento estão na tabela 4.4. Verifica-se que o caudal do escoamento interior é aquele com incerteza relativa mais elevada para todas as condições, excepto na condição 4. Note-se no entanto que em termos absolutos o maior contributo para a incerteza do caudal na secção de teste é do caudal do escoamento anelar (tabela 4.5).

Como o circuito do jacto interior consistia no circuito de água que alimentava a secção de teste da secção 3.2.1, os valores da concentração C de rodamina B no jacto interior na secção de saída ($x/d_o = 0$) foram determinados através de (3.1), e as incertezas associadas através de (3.2).

A incerteza da concentração (C_{dil}) na secção de teste,

$$C_{dil} = C\frac{Q_{in} + Q_b}{Q} \tag{4.5}$$

	Condição				
Termos na equação (4.4)	1	2	3	4	5
U_{Q_a}/Q [%]	4.1	3.9	4.0	3.4	4.2
$U_{Q_{in}}/Q$ [%]	0.8	0.8	0.8	0.7	0.9
U_{Q_b}/Q [%]	$\simeq$0	$\simeq$0	$\simeq$0	$\simeq$0	$\simeq$0
U_Q/Q [%]	4.2	4.0	4.1	3.5	4.3

Tabela 4.5: Incerteza dos caudais anelar, interior, de solução-base e total, para 5 condições do escoamento

obtida após a mistura total entre os dois escoamentos, pode ser determinada a partir da equação

$$\frac{U_{C_{dil}}}{C_{dil}} = \sqrt{\left(\frac{U_C}{C}\right)^2 + \left(\frac{U_{Q_{in}}}{Q_{in}+Q_b}\right)^2 + \left(\frac{U_{Q_b}}{Q_{in}+Q_b}\right)^2 + \left(\frac{U_Q}{Q_b}\right)^2}. \qquad (4.6)$$

As incertezas previstas estão resumidas na tabela 4.6. Para todas as condições do escoamento, a incerteza na concentração da solução-base era igual a 1 %. Verifica-se que, à excepção da condição 4, em todas as outras condições a incerteza na concentração no jacto interior é a mais importante, porque o caudal do escoamento interior é aquele com incerteza maior.

		Condição				
Incerteza		1	2	3	4	5
Concentração	U_{C_b} [mg/L]	0.036	0.054	0.089	0.156	0.017
solução-base	% C_b	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Concentração	$U_{C_{in}}$ [mg/L]	0.0055	0.0034	0.0021	0.0014	0.0112
jacto interior	% C_{in}	13.8	8.7	5.3	3.5	27.9
Concentração	$U_{C_{dil}}$ [mg/L]	0.0024	0.0037	0.0062	0.0085	0.0012
após diluição	% C_{dil}	14.4	9.5	6.7	4.9	28.2

Tabela 4.6: Incertezas associadas à concentração de rodamina B para 5 condições do escoamento

Como forma de obter uma estimativa da qualidade geral dos resultados calculou-se o caudal e o fluxo de escalar, com base nos perfis radiais médios de velocidade axial e concentração, a seguir apresentados. Esses resultados encontram-se no apêndice B.

4.4 Visualização do escoamento

O estudo de visualização abrangeu a região até cerca de 4 diâmetros de saída do tubo interior ($x/d_o < 4.2$), porque era esta a zona onde as maiores alterações do

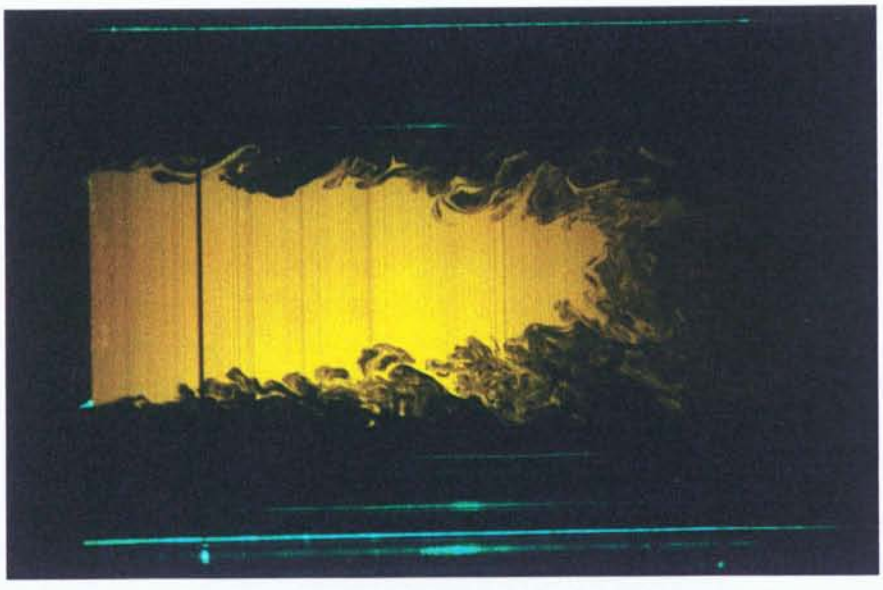


Figura 4.6: Visualização do escoamento de jactos coaxiais ($U_a/U_{in} = 3.2$, condição 1). Iluminação por um plano de luz laser no plano de simetria horizontal da secção de teste

escoamento eram antecipadas. Cada imagem foi obtida com uma velocidade do obturador igual a 1/8000 s, correspondente a um tempo de abertura do diafragma de 125 μs. Para se obter esta velocidade do obturador, para além da potência máxima do raio laser (1.8 W) usou-se uma concentração elevada de rodamina B no jacto interior ($\approx$ 0.17 mg/L).

A figura 4.6 mostra um resultado típico de visualização, com o jacto interior identificado pela luz amarelo-alaranjada do traçador fluorescente e o escoamento anelar a ocupar a restante região envolvente, a negro na figura. As linhas verdes horizontais são as intersecções do plano de luz com o tubo de vidro acrílico, e a linha escura vertical no jacto interior é resultado da existência de um risco pronunciado na parede exterior do tubo acrílico, que afectou todas as imagens. Verificou-se a existência de absorção da luz incidente, denunciada pela maior intensidade da luz na metade do jacto na parte inferior da figura, devido à concentração elevada de rodamina B. Os diapositivos apresentam menor qualidade no seu lado direito, devido à redução da concentração.

As diferentes regiões do escoamento (secção 1.3) à medida que o efeito das condições de entrada se atenua com a distância longitudinal, podem ser identificadas na figura 4.6. O escoamento de jactos coaxiais evolui a partir de dois fluxos paralelos, inicialmente distintos, para o escoamento turbulento completamente desenvolvido no interior de um tubo, e cujo perfil de concentração média

é uma distribuição radial uniforme. Estas regiões estão presentes em todas as condições do escoamento, ilustradas pelas figuras 4.7 a 4.9, variando a sua extensão e evolução longitudinal de acordo com a razão entre as velocidades médias dos escoamentos anelar e interior (tabela 4.2, página 131).

As figuras 4.7 a 4.9 estão ordenadas por ordem crescente da razão entre as velocidades médias dos escoamentos anelar e interior. Nestas figuras a preto e branco, o jacto interior é identificado pela região branca, correspondente à luz amarelo-laranja original, e o escoamento anelar pela região negra. Enquanto para as condições do escoamento com menor razão de velocidade (4, 3 e 2, na tabela 4.2) uma imagem é suficiente para representar o escoamento em diferentes instantes (figura 4.7), à medida que aumenta a razão de velocidades é necessária a apresentação de mais do que uma imagem para elucidar diferentes aspectos do escoamento (figuras 4.8 e 4.9).

Com uma razão de velocidades $U_a/U_{in} = 0.8$, a condição 4 (figura 4.7a) apresenta um jacto interior que mantém a sua dimensão transversal, com mistura reduzida com o escoamento anelar. A camada de corte entre os dois escoamentos é caracterizada por turbilhões de dimensão pequena e vai evoluindo lentamente para jusante, à medida que se observa a penetração de fluido do escoamento anelar (sem traçador) no escoamento interior. Não se observa até $x/d_o = 4.2$ o desaparecimento do núcleo central, que ocorrerá mais para jusante, numa região que não foi abrangida pela visualização.

A razão de velocidades da condição 3 é ligeiramente superior ($U_a/U_{in} = 1.1$), apresentando a figura 4.7b um aspecto semelhante ao da condição anterior. No entanto, observaram-se estruturas de maior dimensão na camada de corte entre os dois escoamentos, apesar da intensidade da camada de corte ($|U_a/U_{in} - 1| = 0.1$) ser inferior.

Aumentando a razão de velocidades, obtém-se para a condição 2 ($U_a/U_{in} = 2$), figura 4.7c, um jacto interior cuja dimensão diminui para jusante com a penetração de vórtices de dimensão maior. Observa-se a partir de $x/d_o = 2$ uma tendência do escoamento anelar para interromper o jacto interior, ocorrendo o desaparecimento no núcleo central a jusante desta posição e o aparecimento de massas de fluido anelar, não misturado, no interior do jacto.

Estes fenómenos acentuam-se na condição 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$), na figura 4.8 constituída por 4 imagens representativas de diferentes aspectos do escoamento. Na região abrangida pela imagem observa-se o desaparecimento do núcleo central e uma camada de corte com maior dimensão do que no caso das condições anteriores. Em comparação com as condições anteriores, esta camada de corte apresenta uma tonalidade acinzentada praticamente uniforme, indicação que a concentração é maior e o gradiente de concentração ao longo da sua espessura menor. Na imagem 4.8a observa-se que a camada de corte cónica atinge o eixo

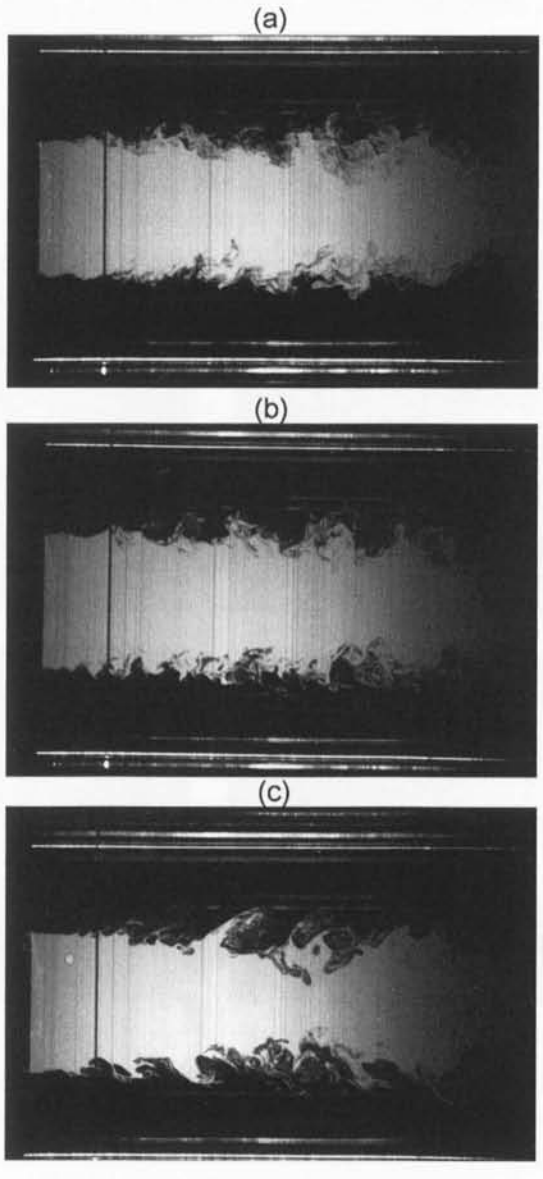


Figura 4.7: Visualização do escoamento de jactos coaxiais para diferentes condições de escoamento: (a) condição 4, $U_a/U_{in} = 0.8$; (b) condição 3, $U_a/U_{in} = 1.1$; (c) condição 2, $U_a/U_{in} = 2.0$. Iluminação por um plano de luz laser no plano de simetria horizontal da secção de teste

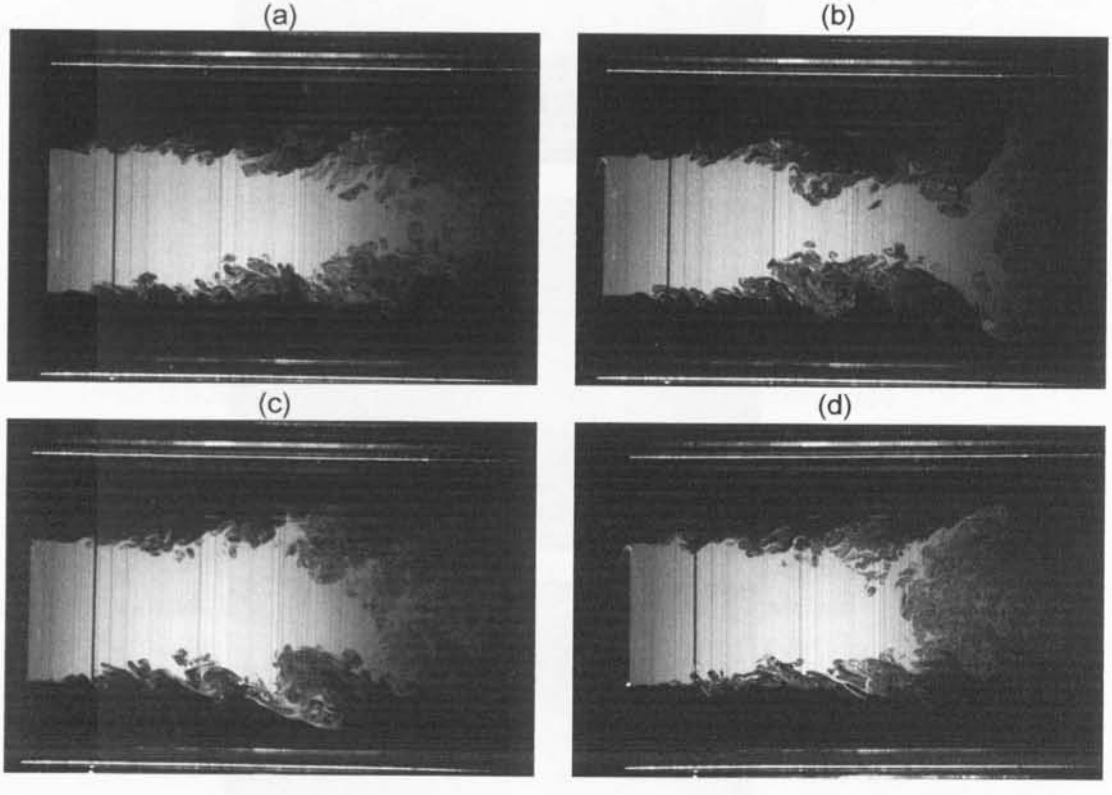


Figura 4.8: Visualização do escoamento de jactos coaxiais para $U_a/U_{in} = 3.2$ (condição de escoamento 1). Iluminação por um plano de luz laser no plano de simetria horizontal da secção de teste

para $x/d_o \approx 3$, e na imagem 4.8b a jusante do desaparecimento do núcleo central observa-se a existência de fluido interior não misturado a penetrar no escoamento anelar. Na imagem 4.8c as estruturas turbulentas apresentam maior dimensão, enquanto que na imagem 4.8d é evidente o desaparecimento do núcleo central do escoamento e a presença de volumes de fluido interior não misturado em turbilhões de dimensão pequena após o encontro das camadas de corte. No conjunto as imagens 4.8a a 4.8d indicam a turbulência elevada existente neste escoamento.

Na camada de corte entre os escoamentos, a velocidade apresenta distribuições com coeficientes de assimetria positivos e iguais a 2 no seu centro, negativos iguais a -0.5 na região em que o escoamento interior é incorporado pela camada de corte, e negativos e próximos de -2 na região exterior em que o escoamento anelar é incorporado. Isto indica que nos seus extremos a camada de corte anelar é constituída por fluido que se move preferencialmente a velocidades superiores, em especial na vizinhança do escoamento anelar, que possui maior velocidade axial média. Na primeira posição de medida ($x/d_0 = 0.14$), as distribuições afastam-se da forma gausseana existente nos núcleos centrais dos escoamentos interior e anelar, apresentando valores < 3 no interior da camada de corte e > 3 na região envolvente desta mesma camada. Em conjunto com os correspondentes coeficientes de assimetria, isto significa que na região envolvente da camada de corte, as distribuições são assimétricas e apresentam picos pronunciados correspondentes a velocidades superiores.

Obteve-se a condição 5 aumentando a razão de velocidade até $U_a/U_{in} = 6.5$ de maneira a existir recirculação, localizada imediatamente após a saída do jacto interior. Verifica-se das 6 imagens que constituem a figura 4.9, que o núcleo central interior desaparece para $x/d_o \approx 1$, e que o escoamento interior é totalmente absorvido pelo anelar. Em relação às condições anteriores o desenvolvimento da camada de corte ocorre mais cedo. A jusante do desaparecimento do núcleo central, numa zona em que o escoamento evolui já para o escoamento completamente desenvolvido no interior de um tubo, observa-se que o fluido apresenta uma concentração mais homogénea que para a condição anterior, indicação que a mistura ocorre a uma taxa superior. Em diferentes instantes o jacto interior pode apresentar um desenvolvimento cilíndrico de maior ou menor dimensão (imagens 4.9a e 4.9b) ou cónico (imagens 4.9c e 4.9d). Nas imagens 4.9e e 4.9f observa-se a assimetria do jacto para o seu lado esquerdo ou direito. Estas imagens apresentam semelhanças com os resultados de Rehab et al. (1997), que identificam a ocorrência de uma bolha de recirculação para uma razão de velocidades superior ($U_a/U_{in} \approx 15$). Esta bolha de recirculação é instável e oscila periodicamente com uma frequência característica distinta do modo de instabilidade de Kelvin-Helmholtz. Na figura 4.9b, esta bolha de recirculação corresponde à região entre $x/d_0 \approx 1$ e 2, com tonalidade acinzentada, e possui um comprimento médio igual a $d_0 \approx d_1$, em concordância com os resultados de Villermaux et al.

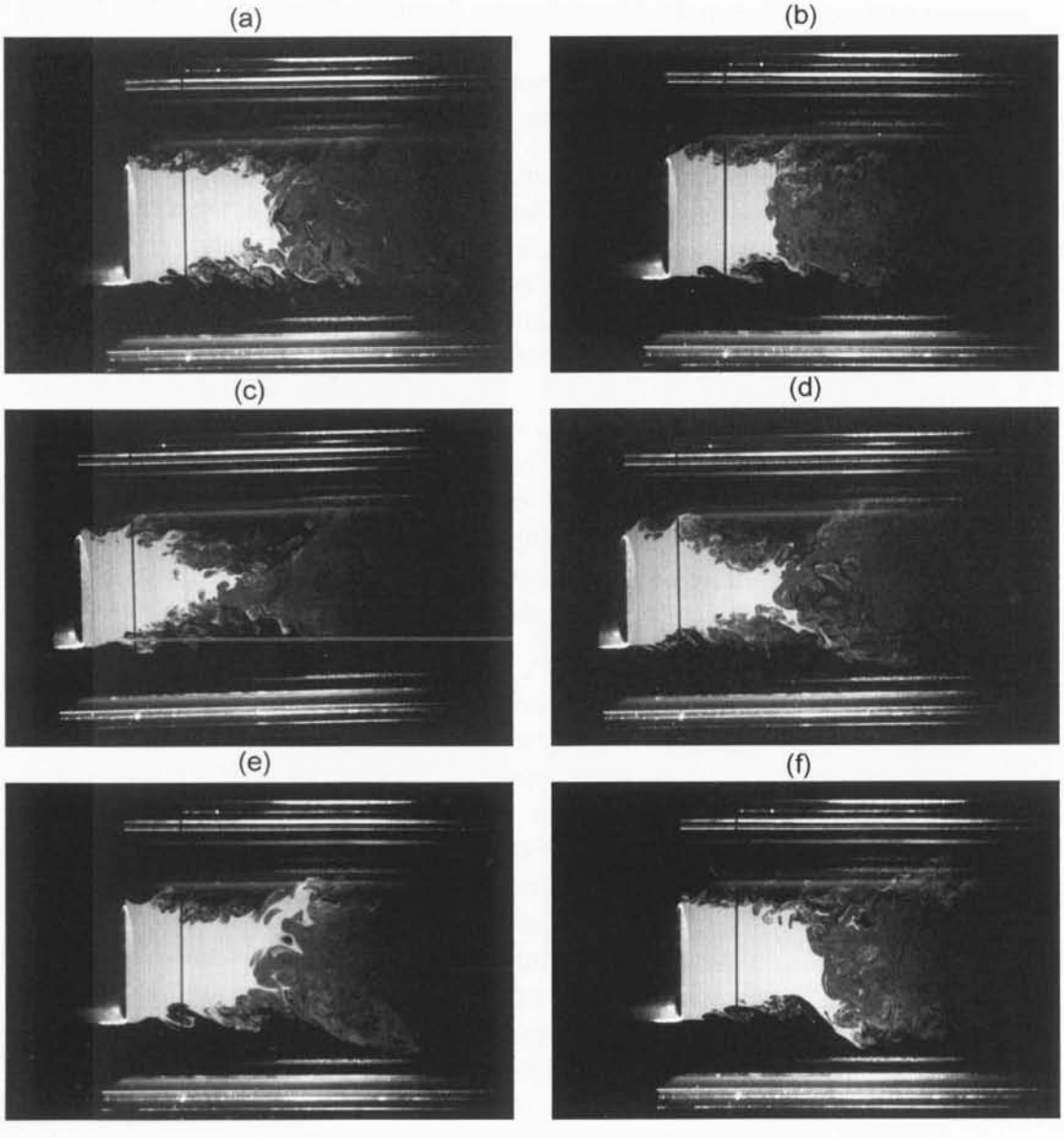


Figura 4.9: Visualização do escoamento de jactos coaxiais para $U_a/U_{in} = 6.5$ (condição de escoamento 5). Iluminação por um plano de luz laser no plano de simetria horizontal da secção de teste

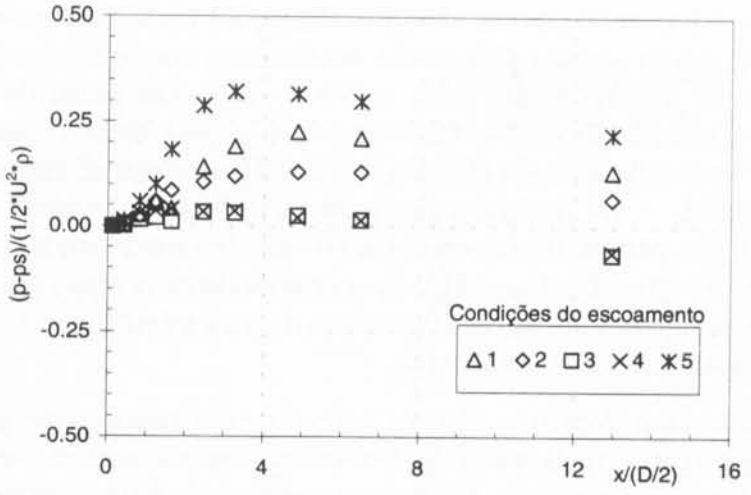


Figura 4.10: Variação axial da pressão estática (p) em relação ao valor inicial da pressão estática na secção de saída do escoamento (p_s), para $x/(D/2) < 16$ e 5 condições do escoamento

(1994). Observa-se ainda que na secção de saída o jacto apresenta uma dimensão transversal levemente superior à do tubo latão do circuito de água interior, o que em conjunto com a mancha de luz fluorescente captada na região imediatamente a montante da secção de saída, indica a presença de um escoamento de recirculação (no sentido de montante) ao longo da parede exterior deste tubo.

A visualização permitiu identificar o desaparecimento do núcleo central, a estrutura e o desenvolvimento das camadas de corte, e a estrutura no escoamento após o jacto interior ter sido completamente englobado pelo escoamento anelar. Constatou-se que o escoamento apresentava uma rápida evolução para $x/d_o < 4.2$, região sobre a qual incidiram a maioria das medições de velocidade e concentração (subsecções 4.8 a 4.11).

4.5 Distribuição de pressão

A figura 4.10 mostra o aumento da pressão estática na região inicial do escoamento, típico de uma geometria de jactos coaxiais confinados. O incremento de pressão estática ocorre na zona em que o núcleo central está a ser absorvido pela camada de mistura entre escoamentos.

O incremento de pressão é mais acentuado para a condição 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$), iniciando-se para $x/d_0 = 0.5$ com o máximo para $x/d_0 = 4$, região em que o

escoamento é acelerado no eixo. Para as condições 1 e 2 observa-se idêntico comportamento, sendo as variações menos acentuadas, com início na mesma posição axial e valores máximos para $x/d_0 = 6$ e 8. A menor razão de velocidade faz com que o escoamento evolua mais lentamente para uma situação de mistura completa. As condições 3 e 4 ($U_a/U_{in} = 1.1$ e 8) apresentam variações de pressão iguais para $x/d_0 < 16$, posição a partir da qual diferem devido à perda de carga unitária inferior para a mesma conduta no caso de menor caudal (condição 3). A intensidade de corte $|U_a/U_{in} - 1| \simeq 0$, correspondente a uma camada de mistura entre os escoamentos com as características de uma esteira, justifica o incremento de pressão estática quase inexistente.

De acordo com Johnston (1978), o incremento máximo de pressão estática ocorre a uma distância da saída do escoamento para a qual se considera estar na presença de mistura completa (*mixed-out-condition*). Este incremento, dado pela diferença entre a pressão após ocorrer mistura (p_M) e a pressão na secção inicial do escoamento (correspondente à secção de saída do jacto interior, p_s), pode ser estimado pela equação,

$$\frac{p_M - p_s}{1/2\rho U_{in}^2} = 2\frac{D^2}{d_0^2}\left(1 - \frac{D^2}{d_0^2}\right)\left(\frac{U_a}{U_{in}} - 1\right)^2 \tag{4.7}$$

em que D^2/d_0^2 é a razão entre as áreas das secções transversais do tubo onde ocorre a mistura e do jacto interior. A equação (4.7) resulta do balanço de massa e quantidade de movimento entre as secções de saída s e de mistura M, desprezando o efeito das perdas de carga (Johnston, 1978). A aplicação desta análise ao presente escoamento (tabela 4.7) mostrou uma previsão por excesso do incremento de pressão para as condições com maior razão de velocidade (condições 1 e 5), atribuída ao facto de se desprezarem as perdas de carga. Os valores verificados para as condições 3 e 4, apontaram para uma estimativa da incerteza experimental associada à quantidade $(p_M - p_s)\,/\,(1/2\rho U_{in}^2)$ de 0.03.

Condição	1	2	3	4	5
U_a/U_{in}	3.2	2.0	1.1	0.8	6.5
$(p_M - p_s)\,/\,(1/2\rho U_{in}^2)$ (equação 4.7)	1.32	0.26	0	0.01	8.4
resultados experimentais	0.22	0.12	0.03	0.03	0.32

Tabela 4.7: Máximo incremento de pressão no escoamento de jactos coaxiais

Após esta secção de mistura completa, a comparação entre a perda de carga unitária determinada experimentalmente (J_{exp}) e a correspondente a um escoamento completamente desenvolvido (J) permite avaliar o grau de pleno desenvolvimento do escoamento. A perda de carga unitária (J) foi calculada recorrendo a

$$J = \frac{\lambda}{D}\frac{U^2}{2g} \tag{4.8}$$

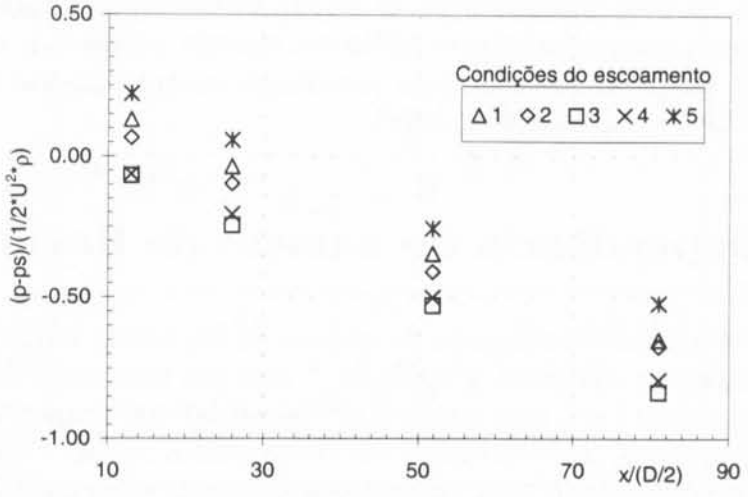


Figura 4.11: Idem 4.10, para $x/(D/2) > 10$

em que D é o diâmetro, U a velocidade média e λ o coeficiente de resistência do escoamento calculado através da fórmula de Colebrook-White

$$\lambda = -2log\left(\frac{2.51}{Re\sqrt{\lambda}}\right) \tag{4.9}$$

para um tubo liso, rugosidade equivalente $k \simeq 0$.

Condição	1	2	3	4	5
J [$\times 10^{-3}$m/m]	14.30	15.23	14.74	19.47	13.53
J_{exp} [$\times 10^{-3}$m/m]	12.59	11.71	13.14	17.08	10.40
J_{exp}/J	0.88	0.77	0.89	0.88	0.77

Tabela 4.8: Perda de carga contínua para 5 condições do escoamento

Os valores da perda de carga contínua, J obtidos a partir de (4.8) e J_{exp} determinados experimentalmente a partir dos dados da figura 4.11, encontram-se na tabela 4.8. Utilizou-se para valor da perda de carga unitária experimental o declive da variação de pressão entre as posições de medida mais afastadas da entrada do escoamento, i.e. $x/(D/2) = 51.81$ e 80.95 ou seja x/d_o entre 64 e 100. Os valores medidos assim obtidos foram em média 12 a 23 % inferiores aos estimados, indicação que o escoamento ainda não possuía as características de um escoamento completamente desenvolvido no interior de uma conduta.

Estes resultados estão de acordo com a indicação que, após a secção onde se considera a ocorrência de mistura completa, o campo médio de velocidade axial

no interior do tubo se assemelha ao de um escoamento completamente desenvolvido, mas o campo turbulento apresenta elevada intensidade e a estrutura da turbulência difere da que ocorre no escoamento completamente desenvolvido no interior de um tubo (Johnston, 1978).

4.6 Dependência do número de Reynolds

Para avaliar a possível influência do número de Reynolds, analisou-se a evolução do escoamento no eixo para a condição 1, com um número de Reynolds igual a 29390, e condições 7 e 6, com números de Reynolds 2 e 4× superiores (tabela 4.2). Nestas 3 condições, as velocidades dos escoamentos anelar e interior variaram, mas a razão entre elas (U_a/U_{in}) manteve-se constante e igual a 3.2. Os resultados de velocidade axial e concentração apresentados nesta secção encontram-se adimensionalizados pelos valores da velocidade axial ($\overline{U}_{in}$) e da concentração média ($\overline{C}_{in}$), medidos no eixo do escoamento para $x/d_0 = 0.14$.

Na figura 4.12a verifica-se que as 3 condições são idênticas até $x/d_0 = 1$, posição a partir da qual, para números de Reynolds crescentes a recuperação da velocidade média é mais lenta, e aumenta a velocidade axial mínima no eixo e a posição onde ocorre. A diminuição do gradiente longitudinal da velocidade axial média está de acordo com as menores intensidades de turbulência axial verificadas para maiores números de Reynolds. A diferença máxima entre as velocidades axiais médias é cerca de 40%, e ocorre em $x/d_0 = 5.5$.

A concentração média no eixo (figura 4.12b) mantém-se igual à inicial para as 3 condições até $x/d_0 = 2$. Após esta posição a concentração média no eixo decresce a taxas superiores para menores números de Reynolds, apresentando em simultâneo flutuações de concentração mais elevadas, que são um indício de mistura a uma taxa mais elevada. A diferença máxima entre as concentrações médias situa-se em 40%, para $x/d_0 = 3.5$.

A figura 4.12c mostra que o transporte turbulento axial de massa se mantém nulo até $x/d_0 = 2$, e atinge um máximo em $x/d_0 = 2.5$ para a condição 1, e em $x/d_0 = 3$ para a condição 7. Na condição 6, para o número de Reynolds mais elevado, $\overline{u_{cl}c_{cl}}$ mantém-se igual a 0 até $x/d_0 = 3.5$ e diminui gradualmente para -0.5 em $x/d_0 = 7$. Em todas as condições o máximo do transporte turbulento coincide com o mínimo de velocidade axial média no eixo e com a máxima taxa de variação da flutuação de concentração (para uma análise mais detalhada do transporte turbulento de massa, ver mais adiante na secção 4.10, página 182).

Os resultados da figura 4.12 mostram a diminuição da média e flutuação da velocidade axial com o aumento do número de Reynolds. Isto é interpretado por nós como uma indicação de que o núcleo central interior se mantém até maiores

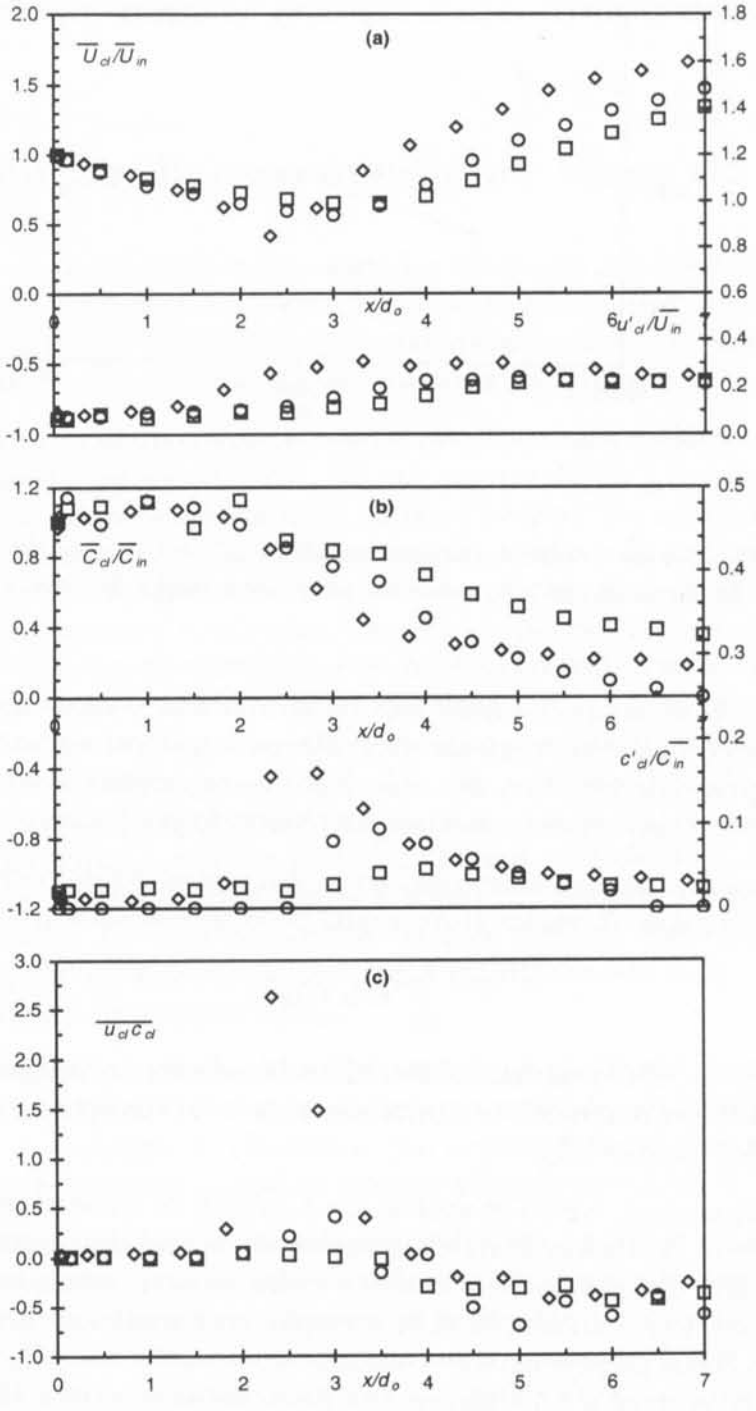


Figura 4.12: Perfis longitudinais de velocidade axial média e intensidade de turbulência (a); concentração média e flutuação de concentração (b) e transporte turbulento (c), para condições do escoamento com $U_a/U_{in} = 3.2$ e números de Reynolds iguais a 29390 (◊), 58780 (○) e 117560 (□)

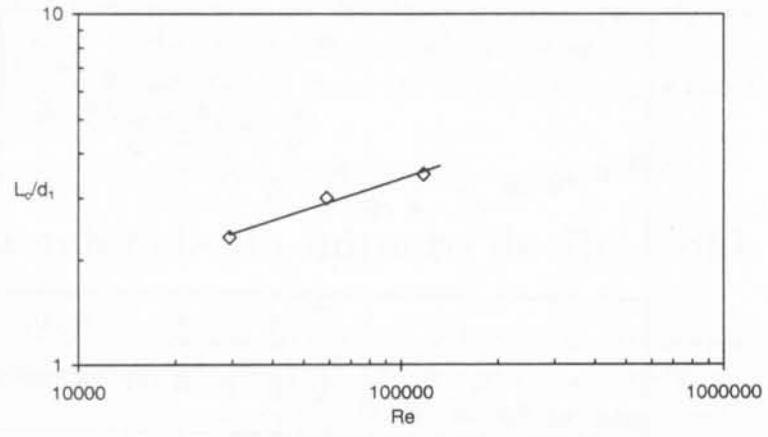


Figura 4.13: Relação entre o comprimento do núcleo central do jacto interior e o número de Reynolds do escoamento, para uma razão de velocidades $U_a/U_{in} = 3.2$

distâncias. Este comportamento está de acordo com o facto dos turbilhões da camada de corte serem de menor dimensão para maiores números de Reynolds, o que origina o desenvolvimento mais lento desta camada e consequente maior extensão do núcleo central, conforme foi observado por Dahm et al. (1992).

A figura 4.13 mostra a extensão do núcleo central do jacto interior (L_c) para os três números de Reynolds (Re), a qual pode ser estimada por

$$\frac{L_c}{d_1} \approx 0.1\,\mathrm{Re}^{0.3}\,. \tag{4.10}$$

A extensão do núcleo central foi determinada pela distância à saída para a qual a velocidade média atinge o seu valor mínimo, de acordo com o critério de Rehab et al. (1998) (secção 1.3).

A análise acima baseia-se apenas em 3 valores do número de Reynolds, mas para números de Reynolds suficientemente elevados é de esperar a inexistência da acentuada diminuição de velocidade média no eixo, coincidente com o desaparecimento do núcleo central. Por exemplo, no trabalho de Ko and Au (1981) existe um ténue decréscimo da velocidade axial média no eixo, para uma razão de velocidades igual a 2.5 e números de Reynolds de 60×10^3 e 27×10^3 nos jactos interior e anelar. No entanto, para uma razão de 1.25 e números de Reynolds superiores (60×10^3 e 54×10^3 , respectivamente) não existe qualquer decréscimo da velocidade axial média no eixo.

Apesar da dependência do número de Reynolds do escoamento evidenciada pelos nossos resultados, ela é inferior à dependência da razão de velocidades,

parâmetro em função do qual se optou por analisar este escoamento de jactos coaxiais.

4.7 Evolução do escoamento ao longo do eixo

À semelhança da secção anterior, os resultados relativos à velocidade axial (figuras 4.14 e 4.15) e concentração (figura 4.17 e 4.18) são apresentados em forma adimensional, utilizando como escalas características a velocidade axial ($\overline{U}_{in}$) e a concentração média ($\overline{C}_{in}$) no eixo do escoamento para $x/d_0 = 0.14$.

Na figura 4.14 vê-se que todas as condições exibem uma região em que a velocidade axial média no eixo diminui. No caso das condições 1, 2 e 5 esta região está confinada na proximidade da saída do jacto interior. De entre as condições estudadas, a condição 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$) é aquela em que a desaceleração da velocidade axial média no eixo é mais acentuada. Existe recirculação (inversão do sentido do escoamento), confirmada visualmente (secção 4.4), na zona central para $1 < x/d_0 < 1.5$, e posteriormente o escoamento no eixo passa a ser acelerado pelo escoamento do jacto anelar. Para a condição 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) a variação da velocidade apresenta comportamento idêntico e a velocidade axial média mínima igual a $0.4\overline{U}_{in}$ ocorre para $x/d_0 = 2.3$. Na condição 2 ($U_a/U_{in} = 2.0$) a desaceleração é menos pronunciada e termina para $x/d_0 = 3.5$, quando a velocidade axial média atinge o mínimo de $0.8\overline{U}_{in}$. Para a condição 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$) a diminuição da velocidade axial média é pouco pronunciada e estende-se até próximo de $x/d_0 = 10$, onde atinge um valor de $0.8\overline{U}_{in}$. Para a condição 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$), esta região de desaceleração mantém-se até $x/d_0 < 22.5$ e a velocidade mínima é igualmente $0.8\overline{U}_{in}$.

Após esta região, o escoamento evolui através da aceleração do núcleo central do escoamento, para todas as condições com razão de velocidades superior a 1. No caso da condição 4, observa-se que a velocidade no eixo se mantém aproximadamente constante e igual ao mínimo atingido para $x/d_0 \approx 22.5$.

A diminuição da velocidade no núcleo central interior é devida à incorporação de fluido do escoamento interior pela camada de corte entre os dois escoamentos, e acontece a uma taxa proporcional à intensidade de corte $|U_a/U_{in} - 1|$. Este efeito é mais acentuado para razões de velocidade superiores e verifica-se igualmente em escoamentos não confinados (Rehab et al., 1997). O rápido crescimento da velocidade no eixo para $x/d_0 \gtrsim 2$ deve-se ao englobar do fluido do escoamento anelar e a taxa a que ocorre aumenta com a razão de velocidades.

Esta análise do escoamento ao longo do eixo permite determinar a dependência entre a extensão do núcleo central do jacto interior e a razão de velocidades ou intensidade da camada de corte entre o escoamento interior e anelar (figura 4.16).

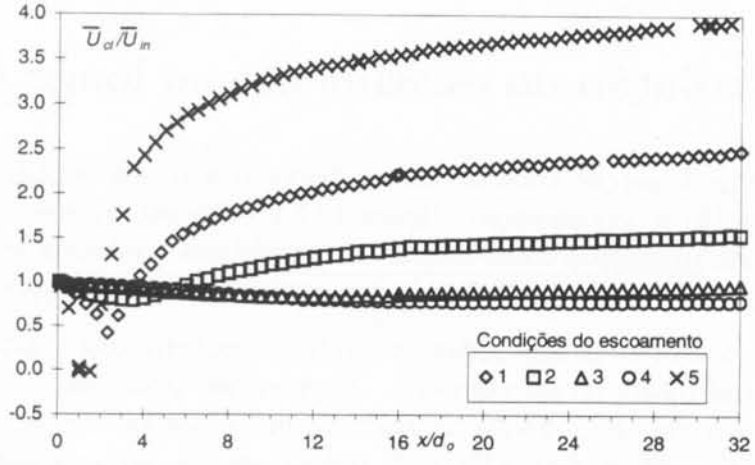


Figura 4.14: Velocidades axiais médias ao longo do eixo do escoamento, para 5 condições do escoamento

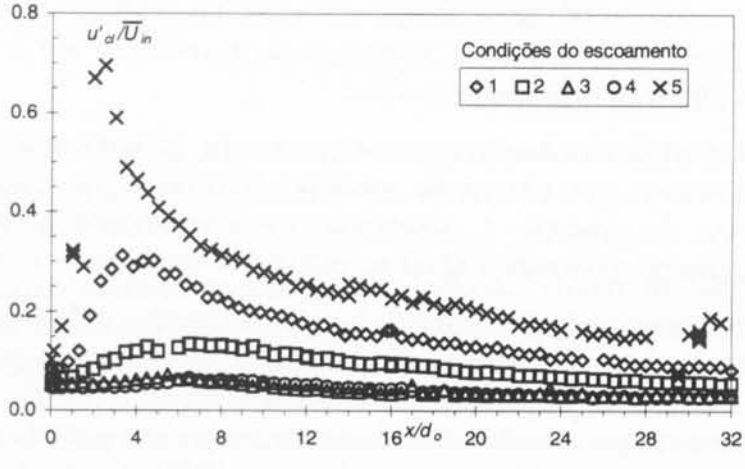


Figura 4.15: Intensidades de turbulência axial na linha central, ao longo do eixo do escoamento, para 5 condições do escoamento

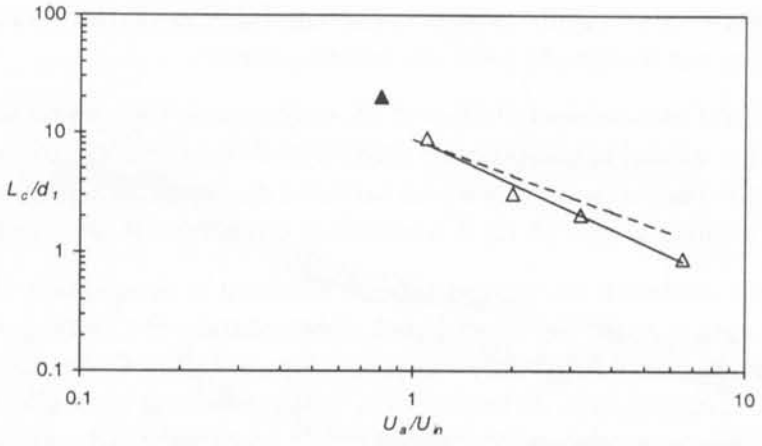


Figura 4.16: Variação da extensão do núcleo central com a razão de velocidade do escoamento (—— equação (4.11); - - - - equação do tipo (4.12); o símbolo a cheio, correspondente a uma razão de velocidades inferior a 1, não foi utilizado no ajuste das equações)

Adoptando o critério de Rehab et al. (1998) para determinar a extensão do núcleo central (secção 1.3), e considerando apenas as condições do escoamento com razão de velocidade superior a 1, obteve-se a seguinte variação do comprimento do núcleo central com a razão de velocidades (figura 4.16),

$$\frac{L_c}{d_1} \approx \frac{8.98}{(U_a/U_{in})^{1.26}} \,. \tag{4.11}$$

Rehab et al. (1998) referem a existência de relações do tipo,

$$\frac{L_c}{d_1} \approx \frac{A}{(U_a/U_{in})} \tag{4.12}$$

para jactos coaxiais não confinados. Nestas relações o parâmetro A depende da razão entre os diâmetros do tubo exterior e interior (D/d_1) e da forma do perfil de velocidade do escoamento interior na secção de saída. A extensão do núcleo central do escoamento anelar cresce com o aumento da dimensão anelar e a camada de corte cónica entre os dois escoamentos atinge o eixo mais para jusante. Por esta razão A é maior em escoamentos com maior dimensão do escoamento anelar, i.e. em que D/d_1 é maior. Para igual dimensão relativa dos escoamentos interior e anelar, A é maior no caso de saídas com geometria convergente, em que o escoamento interior apresenta um perfil de velocidade uniforme, do que no caso de saídas divergentes, em que o escoamento interior apresenta um perfil de velocidade parabólico. Isto acontece porque para igual razão de velocidades

um escoamento convergente possui maior caudal, e portanto necessita de maior extensão para ser absorvido pelo escoamento anelar.

No presente escoamento $D/d_1 = 2.21$, e ajustando uma equação do tipo 4.12, obtém-se uma aproximação pior aos valores medidos (figura 4.16), com $A = 8.75$. Este comportamento poderá dever-se ao facto do escoamento agora estudado ser confinado, enquanto que (4.12) é ajustada a escoamentos não confinados.

Tal como acontece no campo médio, também a intensidade de turbulência axial varia com a razão de velocidades, apresentando um valor máximo superior para razões de velocidade mais elevadas (figura 4.15). Para cada condição do escoamento a intensidade de turbulência axial é máxima na região de aceleração, quando o escoamento da região interior está a incorporar o escoamento anelar e o gradiente longitudinal da velocidade axial média é máximo (figuras 4.14 e 4.15). No caso das condições 3 e 4, o máximo, igual a $0.08\overline{U}_{in}$, é pouco pronunciado e ocorre em $x/d_0 \approx 6$. Na mesma posição, o máximo para a condição 2 é superior e igual a $0.14\overline{U}_{in}$.

Na condição 1 existe uma região com um valor máximo aproximadamente constante e igual a $0.32\overline{U}_{in}$ entre $x/d_0 = 3.3$ ($x/D = 1.3$) e 5. Este valor é igual a 0.35 se adimensionalizado pelo valor local da velocidade axial média. Para uma razão de velocidades de 4.3 (definida como o quociente entre as velocidades máximas dos escoamentos anelar e interior), Durão and Whitelaw (1973) observaram um valor máximo igual a 0.15 em $x/D = 3$, num escoamento de jactos coaxiais não confinados a descarregarem num ambiente parado. A maior intensidade de turbulência axial por nós encontrada pode ser uma indicação do efeito do confinamento do escoamento pela parede do tubo.

Na condição 5 existem dois máximos, iguais a $0.32\overline{U}_{in}$ e $0.70\overline{U}_{in}$, para $x/d_0 = 1$ e 2.5. O primeiro corresponde ao desaparecimento do núcleo central e ao ponto de estagnação de montante da bolha de recirculação (Rehab et al., 1997), enquanto que o segundo coincide com o máximo gradiente longitudinal da velocidade axial média.

A figura 4.17 mostra a diminuição da concentração média na região de desaceleração inicial quando o escoamento interior está a ser englobado pela camada de corte e o seu núcleo central ainda não desapareceu. Para as condições 1, 2 e 5 a concentração média no jacto interior começa a diminuir para $x/d_0 = 2$, 2.5 e 0.5, respectivamente. Nestas condições o aumento de velocidade do eixo após o desaparecimento do núcleo central é acompanhado por uma diminuição brusca da concentração média. Mais a jusante, para a condição 5 a concentração média é constante a partir de $x/d_0 = 10$, evidência que se trata de um processo de mistura completo. Para a condição 1 a concentração média no eixo é praticamente constante a partir de $x/d_0 = 15$, e o mesmo acontece em $x/d_0 = 18$ no caso da condição 2. Os resultados das condições 3 e 4 ($U_a/U_{in} = 1.1$ e 0.8)

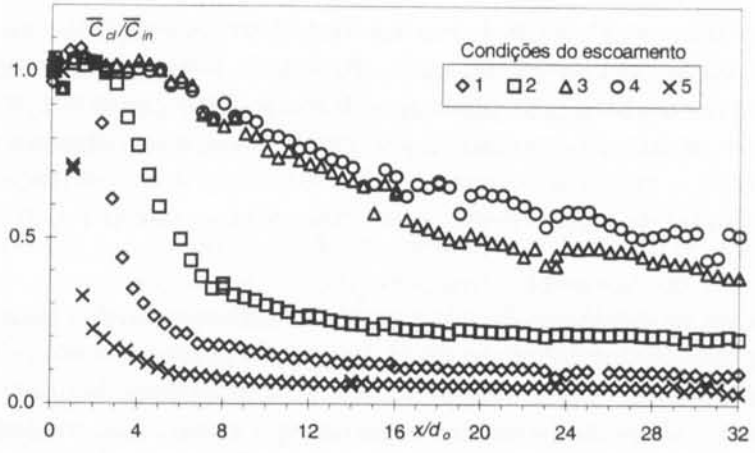


Figura 4.17: Concentração média ao longo da linha central, para 5 condições do escoamento

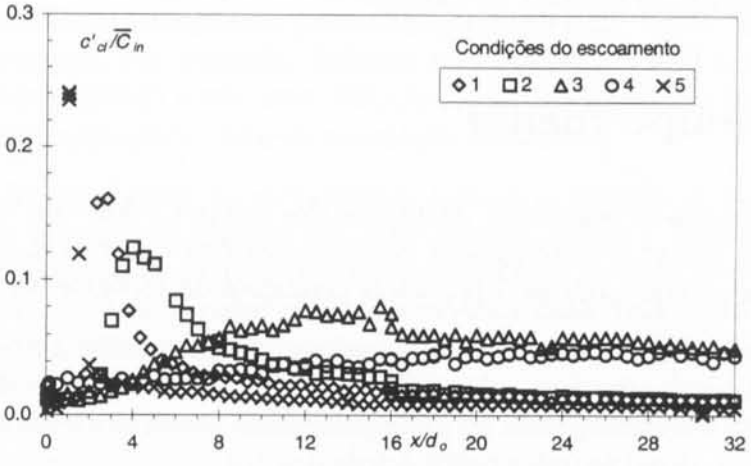


Figura 4.18: Flutuação de concentração ao longo da linha central, para 5 condições do escoamento

são semelhantes entre si e o seu gradiente longitudinal de concentração média é inferior ao das restantes condições. Com efeito, para razões de velocidade iguais ou muito próximas de 1 a camada de corte entre os dois escoamentos é dominada pela esteira correspondente à espessura da parede do tubo interior (Dahm et al., 1992), não existindo tensões de corte devidas à diferença de velocidades entre os escoamentos médios, que possam contribuir para promover a mistura entre o escoamento anelar e o escoamento interior. Para o escoamento da condição 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$), a mistura ocorre mais lentamente e a concentração final é superior pois o caudal do jacto interior que transporta a concentração de rodamina B é maior.

Para todas as condições do escoamento, a diminuição da concentração média no eixo coincide com o aumento da flutuação da concentração. Verifica-se que a flutuação máxima de concentração ocorre na mesma posição longitudinal em que a velocidade axial média é mínima e em que a concentração média no eixo sofreu uma redução em 30 % do seu valor inicial. A flutuação de concentração máxima é mais acentuada e ocorre mais próximo da saída para razões de velocidade superiores. As condições 1, 2 e 5, após um máximo inicial da flutuação da concentração muito acentuado, apresentam uma diminuição rápida das flutuações, e em $x/d_0 = 16$ são praticamente semelhantes entre si. Nas condições 3 e 4, a desaceleração da velocidade média não é acompanhada por variações bruscas nos perfis de intensidade de turbulência, mas a partir de $x/d_0 = 4$ as flutuações de concentração são maiores para a condição 3 do que para a condição 4 e após $x/d_0 = 16$ observa-se a diminuição da flutuação de concentração na condição 3 e um ligeiro aumento no caso da condição 4.

4.8 Campo médio

São apresentados de seguida os resultados dos campos médios de velocidade axial e velocidade radial, e concentração medidos em simultâneo com o campo médio de velocidade axial, para as 5 primeiras condições do escoamento (tabela 4.2).

Nos perfis radiais as posições de medida radiais r estão adimensionalizadas pelo raio R do escoamento anelar ($R = D/2$). As posições $r/R > 0$ correspondem nos perfis de velocidade axial ao meio perfil mais próximo da óptica, e nos perfis de velocidade radial ao meio perfil acima do eixo.

4.8.1 Velocidade

Os resultados das medições do campo de velocidade estão agrupadas em função das componentes axial (subsecção 4.8.1.1) e radial (subsecção 4.8.1.2).

4.8.1.1 Velocidade axial

Os resultados da medição de velocidade axial média, para as condições 1 a 5, são apresentados nas figuras 4.19 a 4.23. Para maior facilidade de leitura dos gráficos, cada figura está dividida em 3, cada uma delas contendo perfis em 3 posições axiais e totalizando assim as 9 posições axiais ao longo do tubo (tabela 4.3).

Com base nestes resultados é possível estabelecer 3 tipos de escoamentos, evoluindo todos para o escoamento completamente desenvolvido no interior de um tubo, mas com diferentes taxas. O primeiro tipo, engloba as condições 1, 2 e 5, com razões de velocidade superiores a 1. O segundo tipo é o da condição 3, em que a razão de velocidades é próxima de 1; e o terceiro, e último, tipo diz respeito à condição 4, em que este parâmetro é inferior a 1.

Na primeira posição axial em que foi possível medir um perfil radial completo ($x/d_0 = 0.14$), todas as condições apresentam uma distribuição de velocidade axial média correspondente a dois fluxos coaxiais, com perfis aproximadamente plano no escoamento anelar e parabólico no escoamento interior (para posições radiais $|r|/R < 0.4$), e velocidade média mínima na parede do tubo interior ($r/R \approx \pm 0.4$). A configuração do perfil de velocidade axial média no escoamento interior é devida à divergência interior do tubo de latão imediatamente antes da saída (figura 4.2), que provoca a transformação de um perfil de velocidade típico de um escoamento completamente desenvolvido no interior de um tubo, num escoamento aproximadamente parabólico (Rehab et al., 1998). Este facto é igualmente visível em, por exemplo, Johnson and Bennett (1981) e referido em Akselvoll and Moin (1996) como uma dificuldade de definição das condições de fronteira deste escoamento no caso de simulação numérica.

A camada de corte entre os escoamentos interior e exterior é consequência da diferença de velocidades médias dos escoamentos anelar e interior, da presença da parede do tubo do jacto interior e da existência de duas camadas limite entre os escoamentos e as paredes interior e exterior desse mesmo tubo. A elevada contracção da tubeira do escoamento anelar a montante da secção inicial permite considerar a camada limite do escoamento anelar de dimensão pequena. A camada de corte existe sempre, mesmo na condição de escoamento em que $U_a/U_{in} = 1$, condição em que se reduz à esteira da parede do tubo interior (Dahm et al., 1992). O crescimento da camada de corte ocorre aqui num espaço confinado pela parede do tubo exterior, em oposição a estudos anteriores de jactos coaxiais livres (Ribeiro and Whitelaw (1976); Durão and Whitelaw (1973)); e em todas as condições à excepção da 4, o fluxo da quantidade de movimento axial é essencialmente dirigido para a linha central, devido à fronteira da parede do tubo e porque $U_a > U_{in}$.

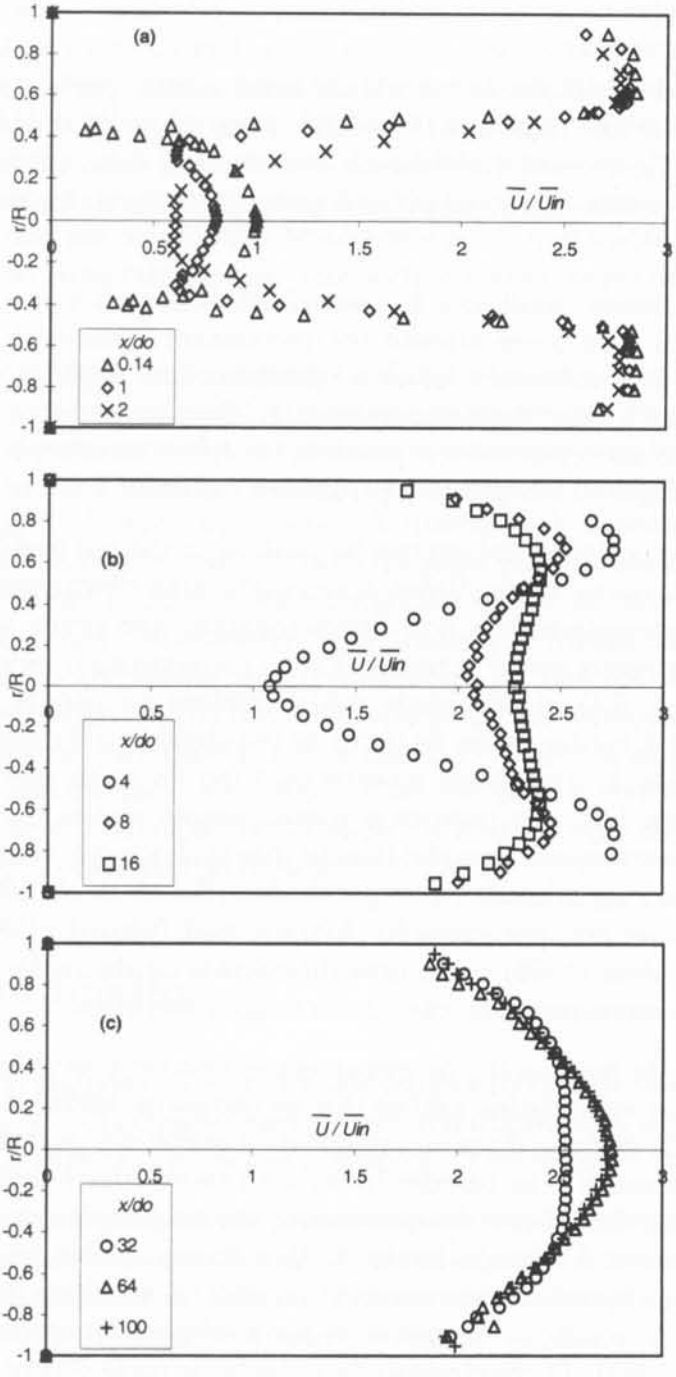


Figura 4.19: Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

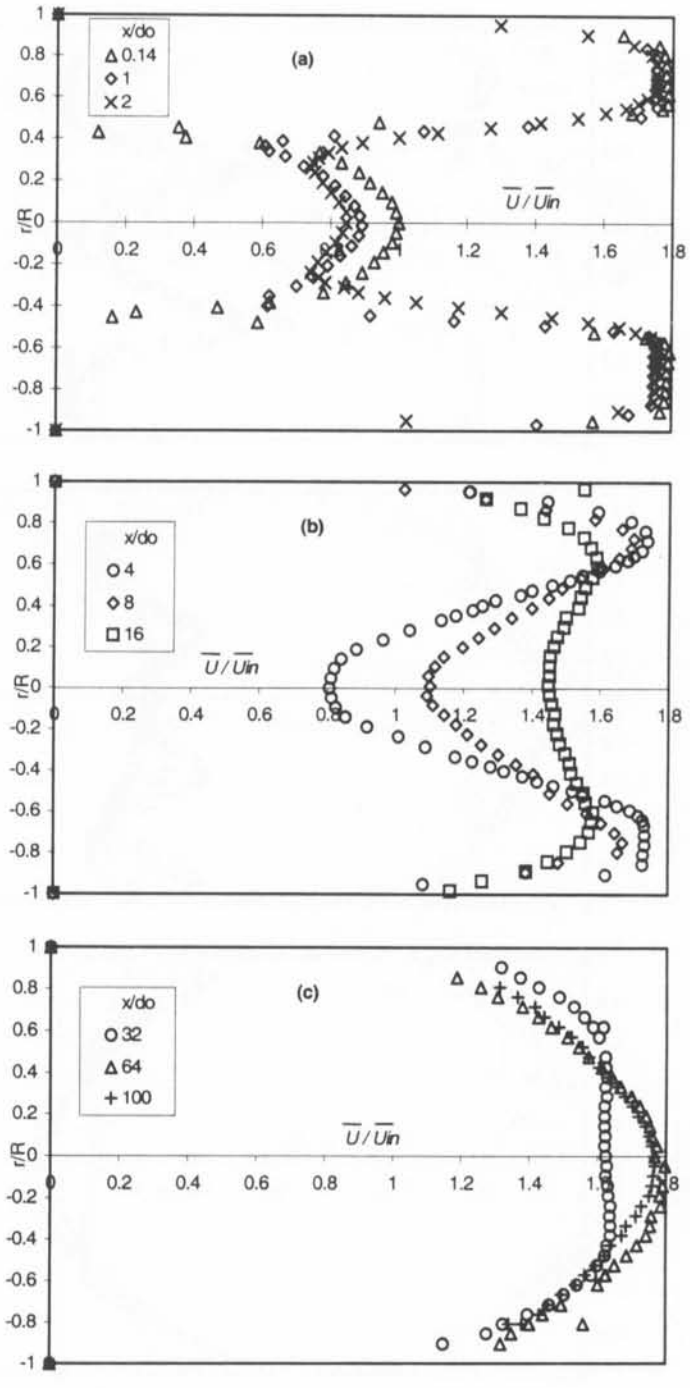


Figura 4.20: Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$)

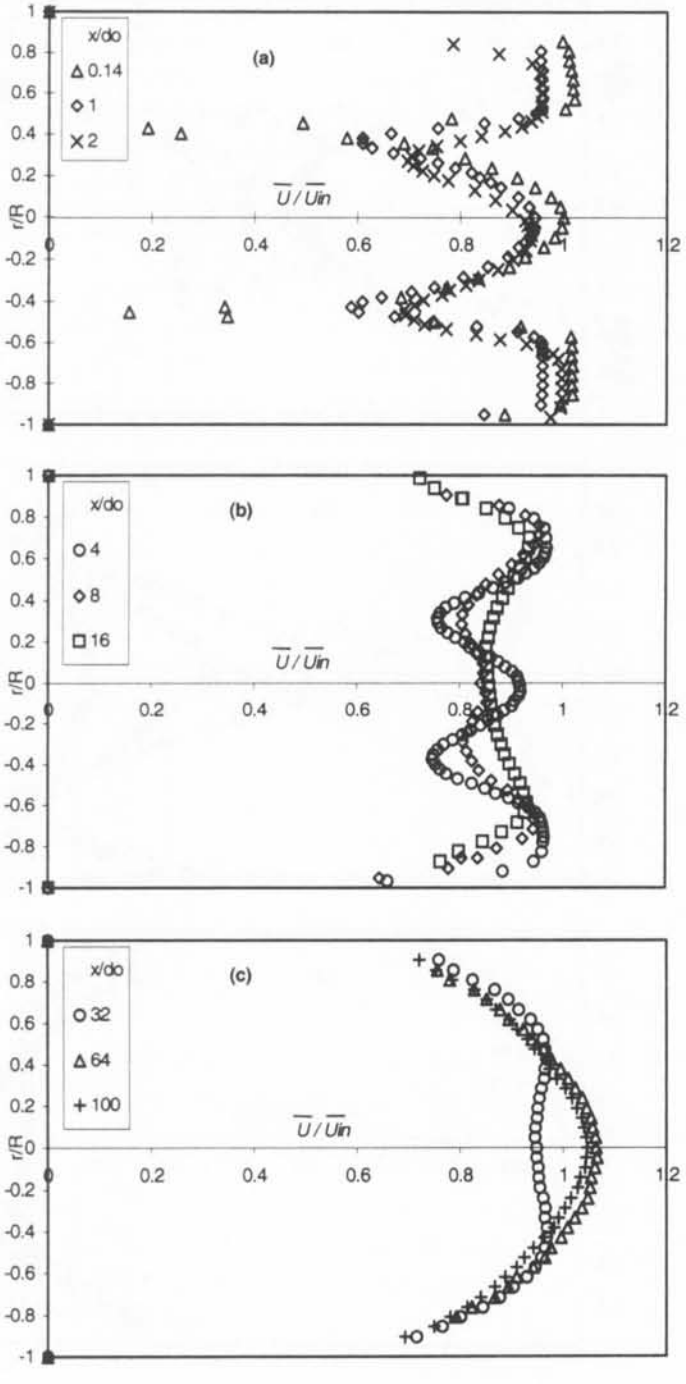


Figura 4.21: Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$)

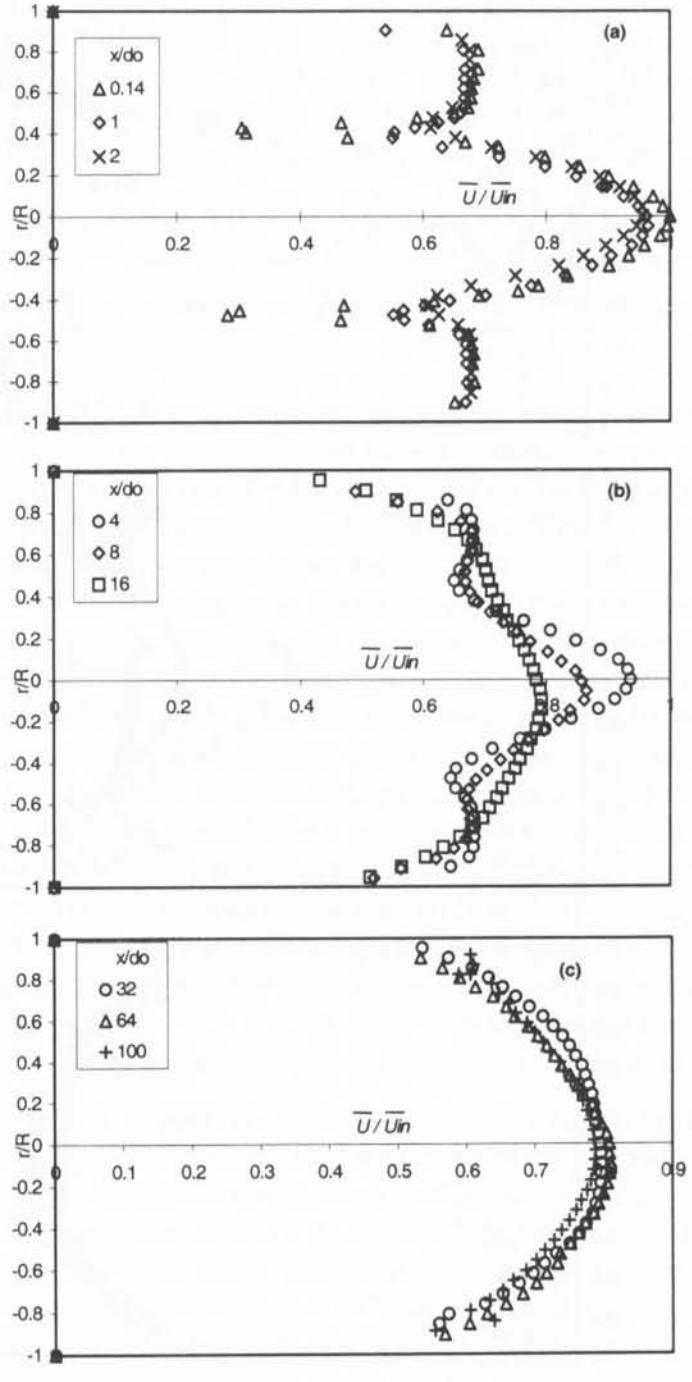


Figura 4.22: Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$)

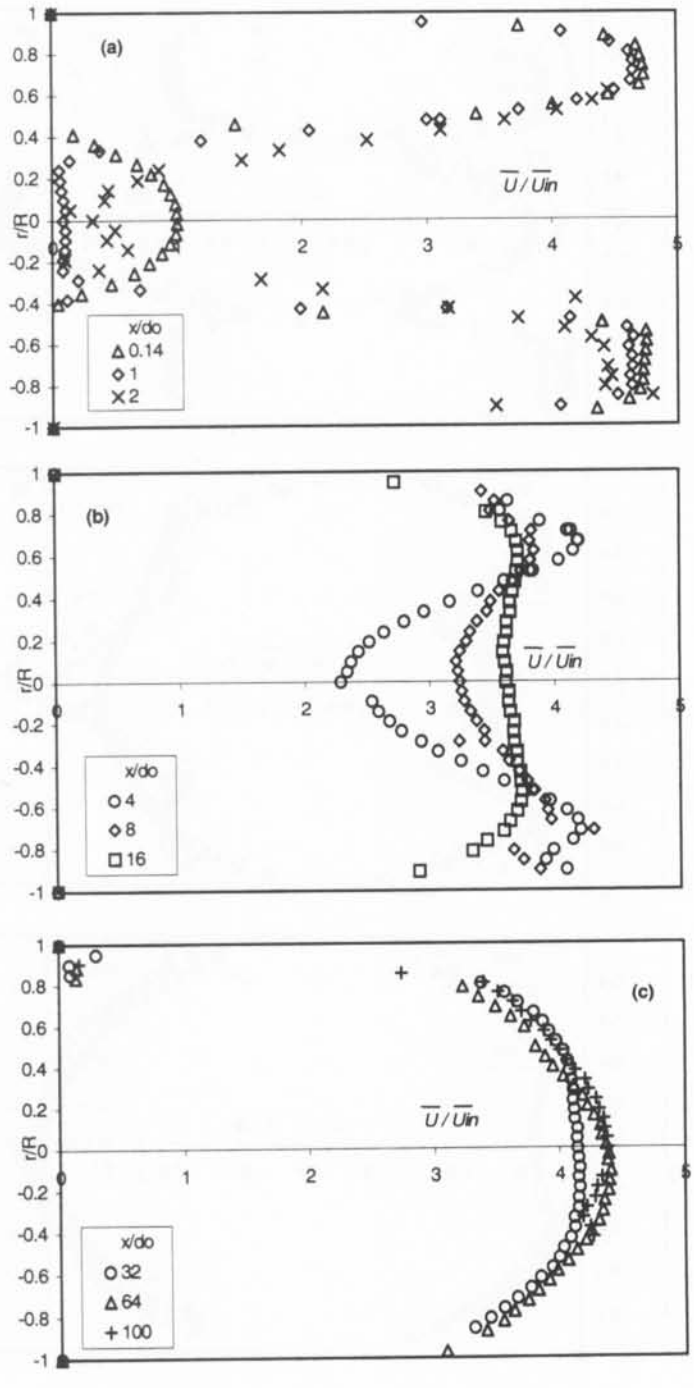


Figura 4.23: Perfis radiais de velocidade axial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$)

Condição	1	2	3	4	5
U_a/U_{in}	3.2	2.0	1.1	0.8	6.5
U_a [m/s]	0.83	0.83	0.76	0.83	0.83
$\overline{U}_{a,Max}$ [m/s]	0.93	0.93	0.89	0.93	0.93
U_{in} [m/s]	0.26	0.42	0.69	1.08	0.13
$\overline{U}_{in,Max}$ [m/s]	0.33	0.52	0.87	1.33	0.20
$\overline{U}_{a,Max}/\overline{U}_{in,Max}$	2.8	1.8	1.0	0.7	4.7
$\lvert U_a/U_{in} - 1\rvert$	2.2	1.0	0.1	0.2	5.5

Tabela 4.9: Valores de velocidades axiais médias para 5 condições do escoamento

Para as condições 1, 2 e 5, o crescimento da camada de corte provoca o desaparecimento do núcleo central do escoamento interior antes do desaparecimento do núcleo central do escoamento anelar. Este crescimento é tal que para a condição 1 (figura 4.19), para $x/d_0 = 2$ o escoamento médio já não apresenta vestígios da camada limite associada ao escoamento interior. O valor mínimo da velocidade axial média deslocou-se da sua posição inicial na parede do tubo interior ($r/R = 0.4$), para o eixo do tubo, existindo uma desaceleração do núcleo central do escoamento interior. Esta situação é mais acentuada na condição 5 (figura 4.23), verificando-se para $x/d_0 = 1$ uma velocidade média no escoamento interior muito pequena, com a ocorrência de recirculação na linha central (figura 4.14) nas posições x/d_0 entre 1 e 2. Na condição 2 (figura 4.20), de comportamento idêntico ao da condição 1, a evolução é mais lenta e a camada limite associada ao escoamento interior só desaparece para $x/d_0 = 4$, começando o escoamento na zona interior a acelerar para jusante. Para a condição 1 após $x/d_0 = 2$ o escoamento acelera no eixo (ver igualmente a figura 4.14) à medida que o crescimento da camada de mistura continua, até atingir o eixo do escoamento em $x/d_0 = 4$. Para a condição 5 em $x/d_0 = 1.5$ (figura 4.14) o escoamento assemelha-se a um jacto anelar, e a partir desta posição o escoamento médio acelera na linha central.

A partir de $x/d_0 = 4$, e para as condições 1, 2 e 5, o núcleo central do escoamento anelar desaparece e o escoamento acelera na zona central ($|r|/R < 0.5$) à custa da diminuição de velocidade na zona periférica ($|r|/R > 0.5$). Os perfis correspondentes às posições $x/d_0 = 4$ a 32 (região 3 da figura 1.3) apresentam um comportamento idêntico para todas estas condições e a velocidade axial média mantém-se aproximadamente constante na posição radial $r/R = \pm 0.5$. Após $x/d_0 = 32$ (i.e., cerca de 13 diâmetros internos do tubo exterior, D) o núcleo central do escoamento é praticamente plano (figura 4.19 e 4.23), situação denominada condição de mistura (*mixed-out condition*) na literatura dos ejectores, para a qual Johnston (1978) indica um valor entre 5 e 10 diâmetros de tubo para a posição longitudinal em que ocorre.

Diminuindo a razão de velocidades, verifica-se para a condição 3 (figura 4.21),

que o crescimento da camada de corte, com as características de uma esteira, provoca o desaparecimento simultâneo dos núcleos centrais dos escoamentos interior e anelar. Para $x/d_0 = 4$ a 32, a velocidade axial média mantém-se aproximadamente constante na posição radial $r/R = \pm 0.6$. Para $x/d_0 = 16$ o núcleo central desapareceu completamente, e o escoamento para posições radiais $|r|/R < 0.6$ acelera, acontecendo o contrário na zona periférica do escoamento.

Com razão de velocidades inferior a 1, na condição 4 (figura 4.22), o crescimento da camada de corte provoca o desaparecimento do núcleo central do escoamento anelar, antes do desaparecimento do núcleo central do escoamento interior. Devido à sua maior velocidade, o jacto interior à medida que é incorporado pelo escoamento anelar, diminui a sua velocidade axial média no eixo (ver igualmente a figura 4.14). Nesta condição, a posição radial onde se mantém a velocidade axial média deslocou-se para $r/R = \pm 0.7$, como se pode constatar da análise dos perfis $x/d_0 = 4$, 8 e 16. Para posições radiais $|r|/R > 0.7$ o escoamento mantém praticamente a sua velocidade média, e a aproximação a um perfil correspondente ao escoamento estabelecido no interior de um tubo faz-se pela uniformização da velocidade média na zona interior ($|r|/R < 0.7$).

Para todas as condições e após $x/d_0 = 32$ assiste-se ao estabelecimento do escoamento no interior de um tubo, sem a individualidade marcada das camadas de corte em lados opostos do eixo, permitindo concluir que o escoamento médio apresenta as características da região 4 da figura 1.3.

4.8.1.2 Velocidade radial

Mediu-se a velocidade radial nas mesmas secções onde se mediu a velocidade axial. Considerou-se a velocidade radial positiva ou negativa, quando o sentido da velocidade era do eixo para a periferia ou da periferia para o eixo. Apesar de terem sido feitas medições de velocidade radial para todas as condições experimentais, os resultados apresentados aqui dizem respeito apenas a uma das condições experimentais. Isto deve-se à pouca utilidade da informação associada a esta componente da velocidade e aos seus valores relativamente reduzidos.

Para a condição 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$) o campo médio de velocidade radial é aproximadamente nulo (figura 4.24). Na camada de corte entre os escoamentos na secção inicial ($x/d_0 = 0.14$) a maior velocidade radial média medida é de igual valor à menor velocidade axial média medida nessa secção. A velocidade radial indica a existência de movimento do fluido dos dois escoamentos para a camada de mistura, pois é dirigida do escoamento interior para o escoamento anelar para $|r|/R < 0.4$ e dirigida do escoamento anelar para o escoamento interior para $|r|/R > 0.4$. A velocidade radial é maior do escoamento anelar para a camada de mistura ($\overline{V}/\overline{U}_{in} \approx 0.1$) do que do escoamento interior ($\overline{V}/\overline{U}_{in} \approx$ -0.04). Com

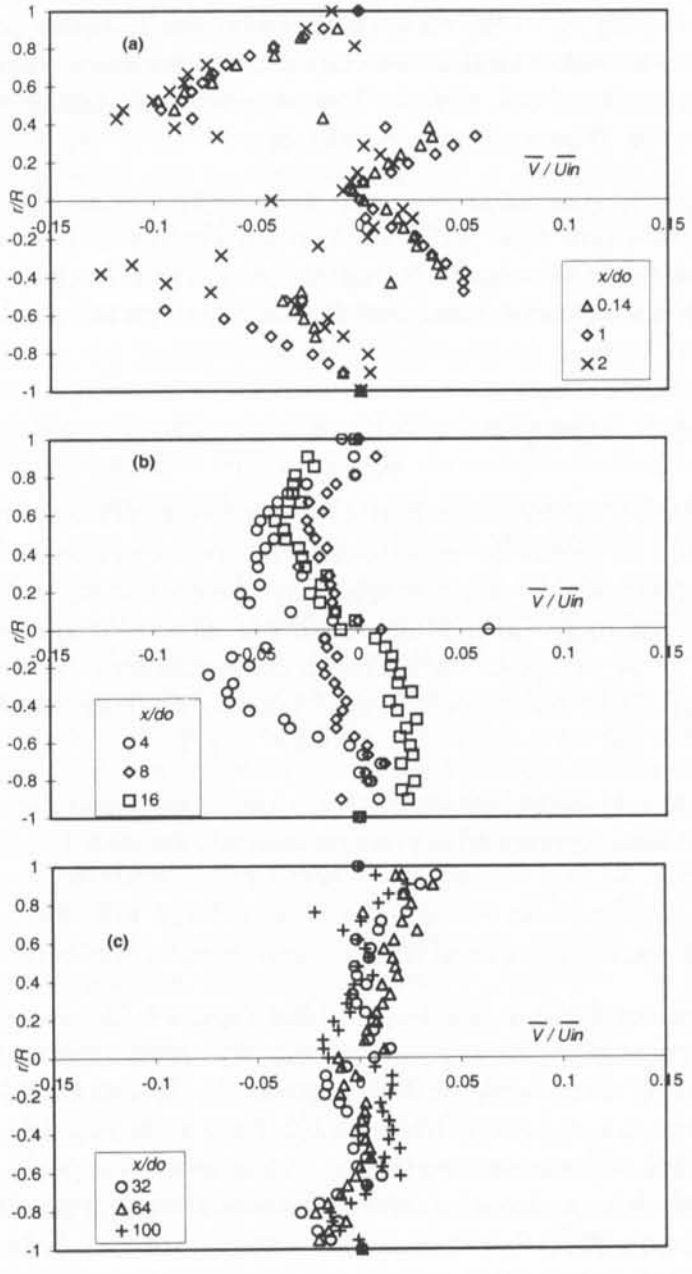


Figura 4.24: Perfis radiais de velocidade radial média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

a evolução do escoamento para jusante ($x/d_0 = 1$ e 2), diminui a posição radial onde a velocidade radial troca de sentido, ou seja, o escoamento anelar começa a englobar o escoamento interior. Para $x/d_0 = 1$ verifica-se a maior velocidade radial média ($\overline{V}/\overline{U}_{in} \approx 0.12$) dirigida do escoamento anelar para a camada de mistura, e a velocidade radial do escoamento interior para a camada de mistura é praticamente nula. Para $x/d_0 = 3$ já só existe velocidade radial dirigida do escoamento anelar para a camada de mistura.

Mais a jusante (por exemplo, para $x/d_0 = 8$) o valor da velocidade radial média tende para zero e os perfis apresentam alguma dispersão nos resultados. Isto deve-se ao facto da velocidade radial média não ser significativa, mas sim a intensidade de turbulência radial (ver mais à frente na subsecção 4.9.1.2).

4.8.2 Concentração

As figuras 4.25 a 4.29 reúnem os perfis radiais de concentração média obtidos em simultâneo com os perfis de velocidade axial média apresentados na subsecção 4.8.1.1. As medições de concentração nas posições $x/d_0 < 32$ foram realizadas com uma resolução do módulo ADCM igual a 1.22 mV, correspondente a 1.6×10^{-4} mg/L. À excepção da condição de escoamento 5, em que se utilizou resolução igual a 0.02 mV (2.6×10^{-6} mg/L), a resolução das medições nas posições $x/d_0 = 32$, 64 e 100 foi 0.2 mV, i.e. 2.6×10^{-5} mg/L.

Verificou-se que a concentração média evoluía a partir de um perfil radial uniforme na região correspondente ao escoamento interior ($|r| < 0.4R$) para um perfil em forma de sino e finalmente perfil radial uniforme ou plano, em toda a dimensão transversal do escoamento, típico duma mistura completa. A taxa desta evolução variou de acordo com a razão de velocidades do escoamento.

No caso da condição 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$ e figura 4.25), o perfil em forma de sino existe para as posições $x/d_0 < 64$ e o perfil radial uniforme para as secções $x/d_0 = 64$ e 100. Para $x/d_0 = 0.14$ o gradiente de concentração média ocorre para posições radiais $|r|$ entre $0.4R$ e $0.7R$. Para $x/d_0 = 1$ este gradiente ocorre entre 0.1 e $0.7R$, e é menos acentuado. Nesta secção, o perfil de concentração apresenta ainda um patamar central aproximadamente plano, e a concentração no eixo é cerca de 90 % da concentração inicial na saída. Para $x/d_0 = 2$ já não existem vestígios do patamar central no perfil de concentração, o que está de acordo com a aceleração do jacto interior pelo escoamento anelar. Para $x/d_0 = 4$ a concentração média diminui, no entanto continua a verificar-se a inexistência de traçador fluorescente numa região anelar exterior ($|r| > 0.7R$). Para $x/d_0 = 8$ e 16 o traçador já se encontra presente em toda a secção transversal do escoamento, e o gradiente radial da concentração média é muito menor. O perfil de concentração média parece ter atingido um estado de semelhança pois não apre-

senta alterações visíveis entre estas posições, ao contrário do que acontece com os perfis de velocidade axial média. A partir de $x/d_0 = 32$ não existe mais fluido interior para englobar, porque o perfil de velocidade média é achatado na sua região central ($|r| < 0.4R$) não apresentando vestígios do escoamento de dois jactos e corresponde ao escoamento no interior de um tubo, que tende para a situação de escoamento completamente estabelecido. Isto explicará as diferenças encontradas entre os perfis médios de $x/d_0 = 8$ e 16 para 32 e deste para 64 e 100. Os dois últimos perfis são praticamente iguais, o que indicaria que o campo de concentração média teria atingido um estado de mistura completa.

No caso da condição 2 ($U_a/U_{in} = 2$ e figura 4.26), para $x/d_0 = 1$ e 2 a concentração média no eixo é superior à concentração média medida na secção inicial, o que foi atribuído a um possível erro de alinhamento ou mau funcionamento momentâneo da instalação experimental. No entanto, esta situação não afecta o desenvolvimento dos perfis com a posição longitudinal e não é visível no cálculo do fluxo de massa (ver apêndice B). A evolução do campo médio de concentração faz-se de uma forma semelhante à verificada na condição 1, mas a uma taxa inferior, o que está de acordo com a menor razão de velocidades desta condição, 2 em vez de 3.2 na condição 1. O perfil medido na secção $x/d_0 = 4$ é semelhante ao da secção $x/d_0 = 2$ da condição 1, e corresponde ao perfil a montante do desaparecimento do núcleo central. Os perfis das secções $x/d_0 = 16$ e 32 são muito próximos, e correspondem à região 3 do escoamento (secção 1.3), indicação que o processo de mistura é mais lento e já não ocorre por efeito da camada de corte, mas corresponde à homogeneização da concentração média na globalidade da secção interior da conduta. Nesta condição, a indicação que se está perante uma mistura completa é fornecida pelo último perfil apresentado ($x/d_0 = 100$).

A figura 4.27 mostra para a condição 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$) um primeiro perfil ($x/d_0 = 0.14$) de concentração média com uma zona central plana, em que é visível a existência de alguma dispersão nos valores medidos. Os perfis correspondentes às secções $x/d_0 = 1$, 2 e 4 são muito semelhantes. Relembrando aqui o campo de velocidade axial média (figura 4.21), os perfis correspondentes diferiam no valor da velocidade mínima na camada livre de corte entre os dois escoamentos e no escoamento anelar. A contrapartida em termos de concentração é que o perfil estreita, diminuindo o gradiente radial de concentração e mantendo-se o valor da concentração média no eixo. À diminuição em cerca de 80 % do valor máximo de velocidade no eixo entre o primeiro e os 3 perfis seguintes, corresponde uma diminuição de valor idêntico da concentração média no eixo. A partir de $x/d_0 = 8$, a diminuição da intensidade da camada de corte e correspondente gradiente de velocidade apresenta os seus efeitos em termos de concentração média. O valor máximo da concentração média continua a diminuir, com gradiente de concentração que abrange para $x/d_0 = 16$ posições radiais $|r| > 0.4R$. Para $x/d_0 = 32$ e 64, não existe praticamente diferença entre os perfis médios. Para

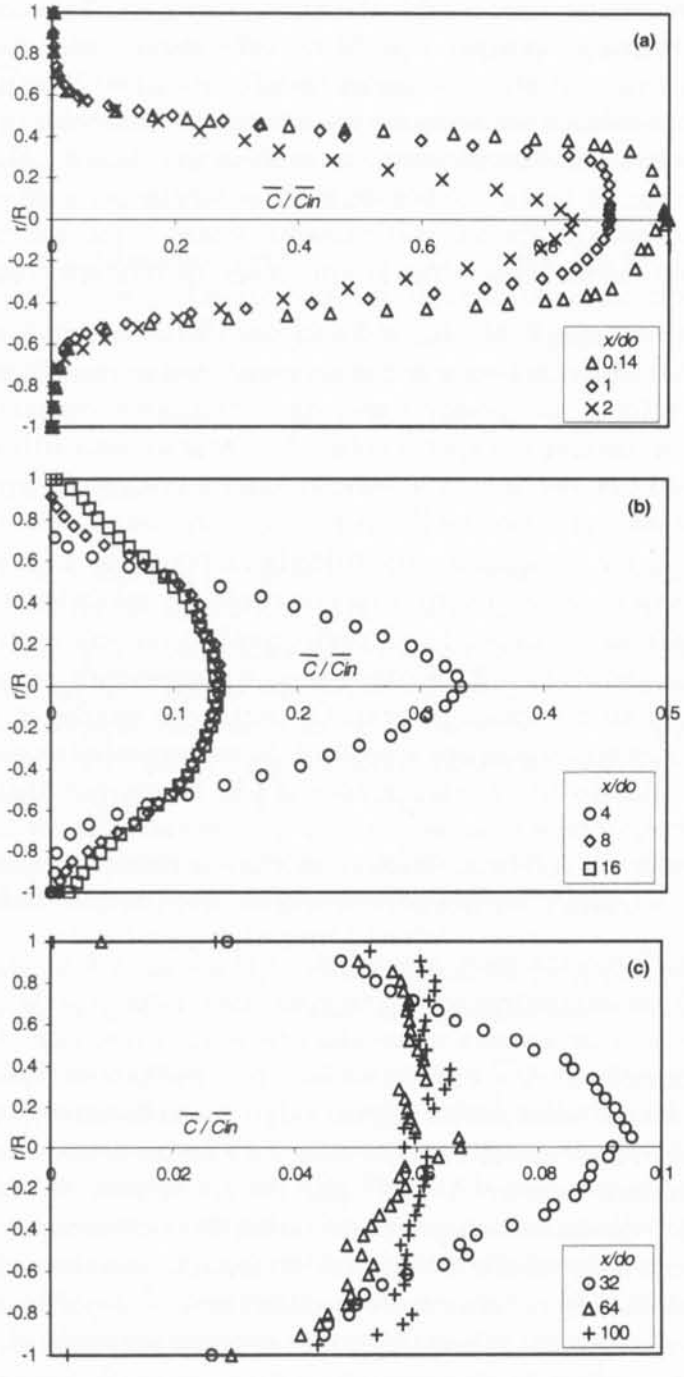


Figura 4.25: Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

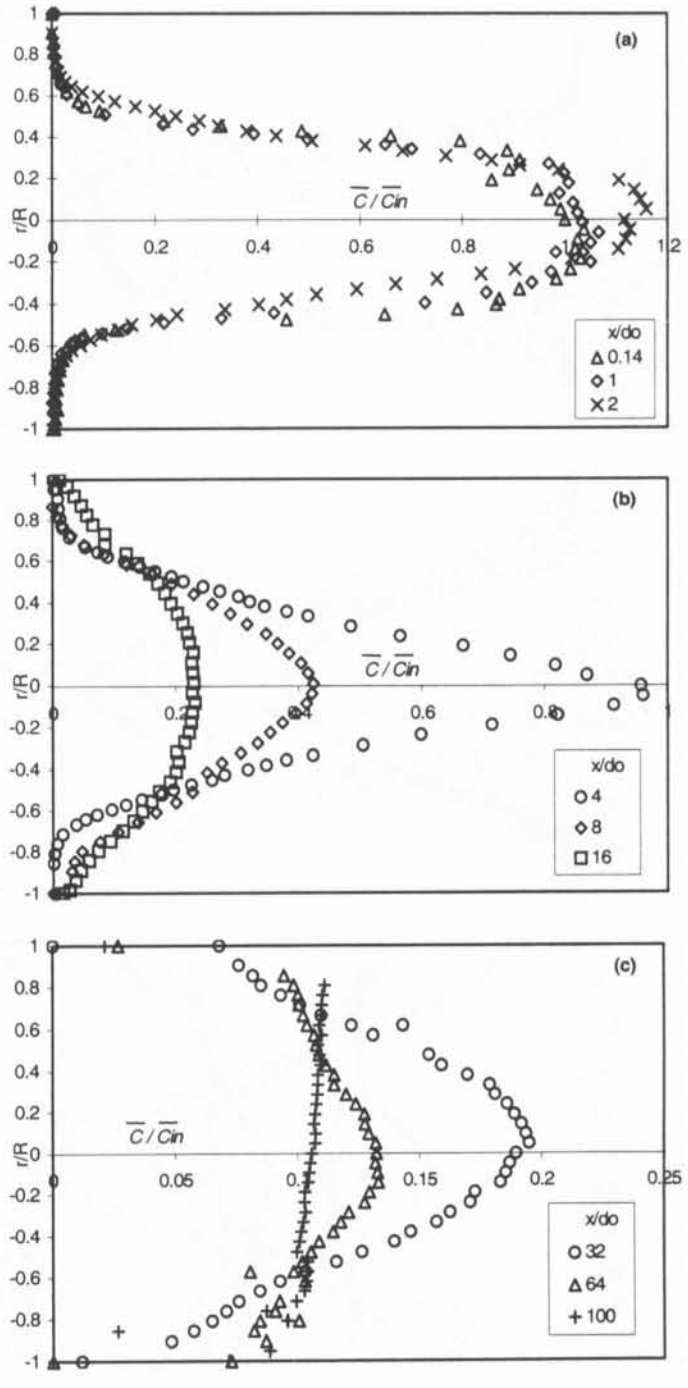


Figura 4.26: Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$)

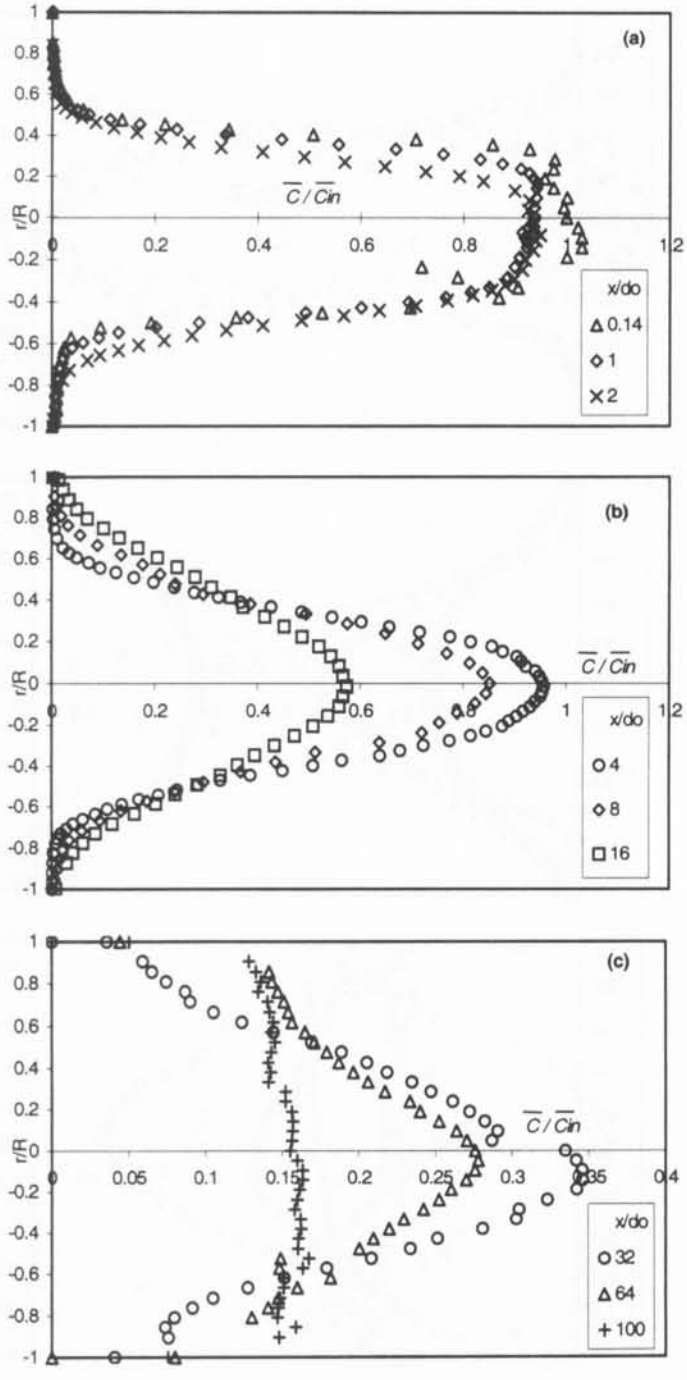


Figura 4.27: Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$)

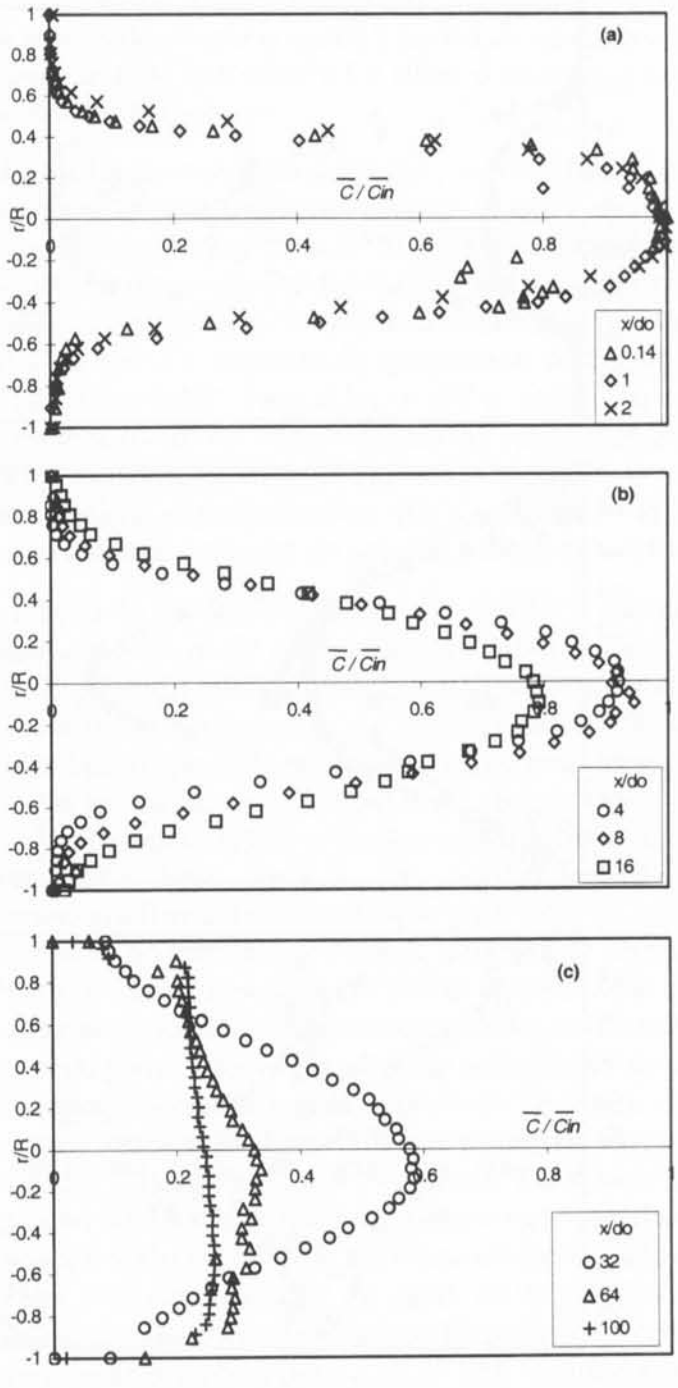


Figura 4.28: Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$)

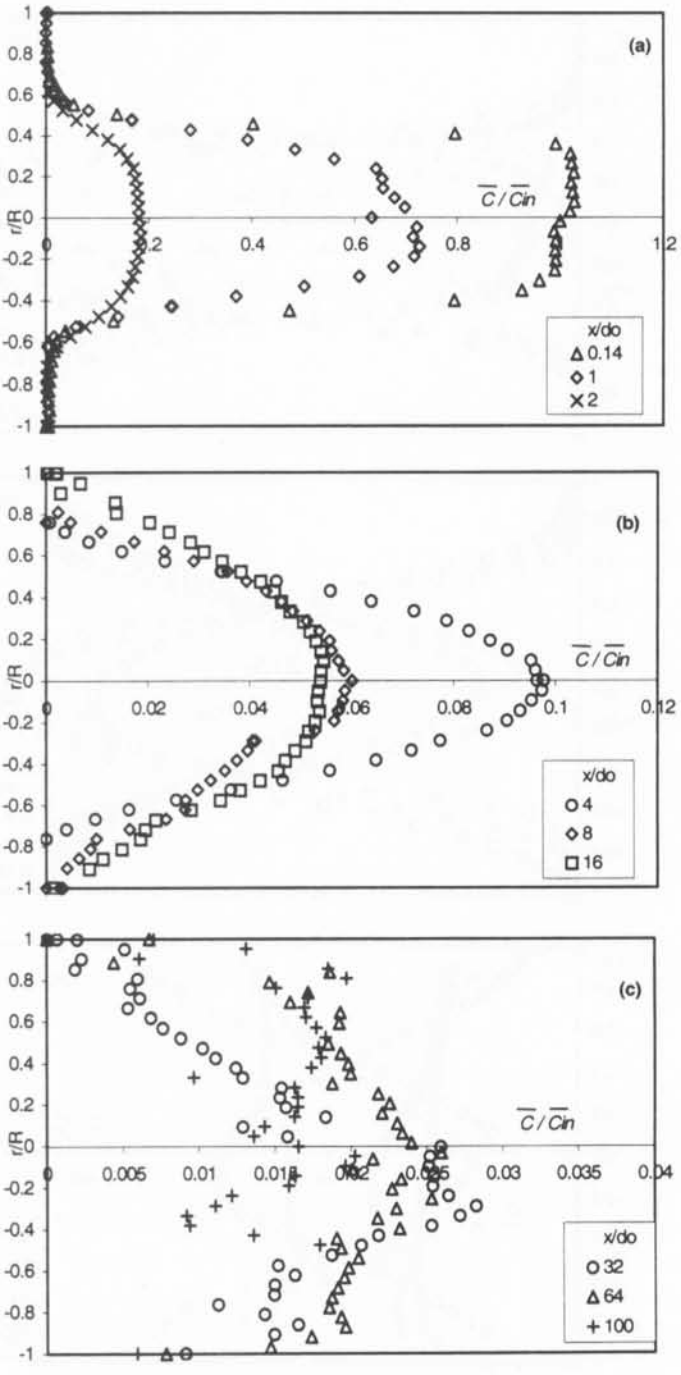


Figura 4.29: Perfis radiais de concentração média, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$)

$x/d_0 = 64$ o campo de velocidade média correspondia ao de um escoamento estabelecido, no entanto o mesmo não se verifica com a concentração média. Só para $x/d_0 = 100$ se pode considerar que o perfil é típico de uma situação de mistura completa. Isto parece indicar que entre 64 e $100d_0$ a mistura é devida à difusão molecular e não à difusão turbulenta.

A concentração média da condição 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$ e figura 4.28) apresenta perfis semelhantes para as três primeiras secções ($x/d_0 = 0.14$, 1 e 2). Para $x/d_0 = 4$ existe uma diminuição em cerca de 10 % da concentração máxima e para $x/d_0 = 8$ já não existe patamar central apesar do perfil manter o seu valor máximo próximo do eixo. Para jusante observa-se a diminuição do valor máximo de concentração média no eixo e o aumento da quantidade de traçador fluorescente para posições radiais $|r| > 0.4R$. Para $x/d_0 = 100$ o perfil é aproximadamente uniforme. Em comparação com o campo médio de velocidade axial este tinha atingido um estado próximo do estabelecimento do escoamento já para $x/d_0 = 32$. Também para esta condição se pode concluir que o escoamento atinge um estado completo de desenvolvimento primeiro do que um estado de mistura completa.

No caso da condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$), a concentração média (figura 4.29) só apresenta um perfil médio com um patamar central na primeira posição ($x/d_0 = 0.14$). O perfil médio diminuiu muito rapidamente de intensidade máxima no eixo (cerca de 70 % para $x/d_0 = 1$ e unicamente 20 % para $x/d_0 = 2$), sem que seja visível a diminuição da sua dimensão transversal, como acontece para as restantes condições do escoamento. O perfil de concentração para $x/d_0 = 2$ identifica um jacto interior que englobou fluido anelar, apresentando desta forma menor concentração média. Nesta condição, comparativamente à condição 1, não se mantém um elevado gradiente de concentração para além de $x/d_0 = 1$, posição para a qual o escoamento no eixo já é acelerado. Isto está de acordo com a união das camadas de corte no eixo do escoamento e com os resultados da visualização (secção 4.4). Esta região central, de concentração média praticamente constante e igual a 20 % da inicial passa a ser acelerada pelo escoamento anelar, assistindo-se ao fluxo do traçador fluorescente para a periferia. A partir de $x/d_0 = 4$ os perfis apresentam uma forma semelhante aos das condições 1 e 2, observando-se a existência de traçador fluorescente para $|r| > 0.6R$. Para $x/d_0 > 16$ os valores médios de concentração são tão pequenos que, mesmo aumentando a sensibilidade da placa de aquisição, é visível a falta de rigor nas medições apresentadas. É de admitir que se tenha trabalhado abaixo da gama de sensibilidade do diferente equipamento. Analisando qualitativamente os perfis pode-se no entanto constatar que a mistura parece estar completa para $x/d_0 = 100$, enquanto que o campo de velocidade média se encontrava estabelecido para $x/d_0 = 64$.

4.8.2.1 Parâmetro de mistura - *Mixedness*

Para ilustrar o estado da mistura obtido para as diferentes condições experimentais introduz-se um parâmetro adimensional de mistura – *mixedness* – definido por,

$$\eta = \overline{C}_{\infty}/\overline{C}_{cl} \tag{4.13}$$

em que $\overline{C}_{cl}$ é a concentração média no eixo e $\overline{C}_{\infty}$ é a concentração obtida após a mistura completa entre os jactos interior e exterior, definida por

$$\overline{C}_{\infty} = \frac{\overline{C}_{in} Q_{in}}{Q_{in} + Q_a} \tag{4.14}$$

em que Q_{in} e Q_a são os caudais dos escoamentos interior e anelar, e $\overline{C}_{in}$ é a concentração média no eixo da secção inicial do escoamento (jacto interior).

Na tabela 4.10 apresenta-se o valor deste parâmetro para as posições axiais $x/d_0 = 10$ e 100. Da análise da figura 4.14 e tabela 4.10, pode ver-se que a condição de escoamento 5 é a mais eficiente no que diz respeito à mistura. Em $x/d_0 = 10$ obtém-se um valor de 46 % em comparação com 21 % para a condição 3, a menos favorável de todas as condições experimentais estudadas. O valor do parâmetro de mistura inicialmente estimado para $x/d_0 = 100$ e condição 5 era superior a 100%, razão pela qual se optou por não inserir este valor na tabela 4.10. Este valor excessivo é consequência da dispersão dos resultados de concentração média obtidos nos últimos perfis desta condição (figura 4.29) e da fraca conservação de massa obtida com as medições desta condição (apêndice B). Uma razão para isto acontecer deve-se ao fluxo do escoamento interior, observado por visualização para montante da secção inicial do escoamento (seccção 4.4).

Condição	1	2	3	4	5
U_a/U_{in}	3.2	2.0	1.1	0.8	33.4
$\lvert U_a/U_{in} - 1\rvert$	2.2	1.0	0.1	0.2	32.4
$\overline{C}_{\infty}/\overline{C}_{in}$	0.06	0.09	0.16	0.21	0.03
$\eta_{(x/d_0=10)}$	42%	30%	21%	26%	46%
$\eta_{(x/d_0=100)}$	95%	86%	97%	85%	-

Tabela 4.10: Parâmetro de Mistura -*mixedness*

A figura 4.30 mostra a evolução longitudinal do parâmetro de mistura no eixo do escoamento e permite concluir que para região entre $x/d_0 > 7$ e $x/d_0 < 15$, o parâmetro de mistura obtido é proporcional à diferença de velocidades entre os escoamentos anelar e interior. A intensidade da camada de corte entre os dois escoamentos ($|U_a/U_{in} - 1|$) mais elevada, i.e. maior esforço de corte médio, e intensidades de turbulência elevadas favorecem a mistura. Na região entre a secção

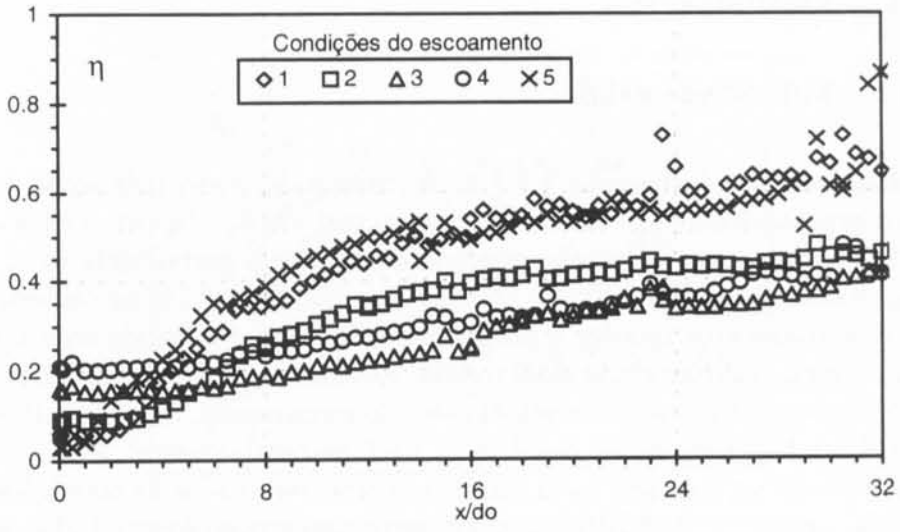


Figura 4.30: Parâmetro de mistura (*mixedness*) para as 5 condições do escoamento

de saída e $x/d_0 = 7$, existe para todas as condições um patamar inicial horizontal correspondente a uma zona em que não existe mistura, com início para menores distâncias à saída para maior valor da razão de velocidades. Conclui-se que maior razão de velocidade origina o início da mistura numa posição mais próxima da saída. Após $x/d_0 = 15$ existe alguma dispersão nos resultados, associada à medição de concentrações cada vez menores, e portanto com maior incerteza relativa.

Verificou-se a existência de boa concordância entre os valores $\overline{C}_\infty/\overline{C}_{in}$ apresentados na tabela e os calculados por conservação de massa (ver apêndice B), com os de $x/d_0 = 100$. Os valores da concentração média nos perfis medidos na posição longitudinal $x/d_0 = 100$ são muito próximos de $\overline{C}_\infty/\overline{C}_{in}$ à excepção da condição 5 em que se obteve uma concentração relativa inferior. Isto foi considerado por nós como uma garantia da adequação da técnica de LIF à medição de concentração.

4.9 Campo turbulento

À semelhança do campo médio, os campos turbulentos de velocidade axial e radial são apresentados separadamente, seguindo-se o campo turbulento de concentração.

4.9.1 Velocidade

4.9.1.1 Velocidade axial

A análise anterior (subsecção 4.8.1.1) do campo de velocidade axial média tem a sua correspondência em termos de campo turbulento (figuras 4.31 a 4.35). Os aspectos principais a referir são que a intensidade de turbulência axial máxima, $u'/\overline{U}_{in}$, é encontrada na primeira posição axial ($x/d_0 = 0.14$) na camada de corte entre os escoamentos interior e anelar ($r \approx \pm 0.45R$) e coincide com o gradiente radial máximo da velocidade axial média. Esta intensidade de turbulência axial é tanto maior quanto a razão de velocidades do escoamento, i.e. cerca de 0.18, 0.22, 0.25, 0.6 e 1.1 para as condições 4, 3, 2, 1 e 5 respectivamente. Por outro lado, a intensidade de turbulência axial mínima ocorre para todas as condições no meio da região anelar ($r \approx 0.73R$), e mantém-se nesta posição em todas as secções até $x/d_0 = 8$. Com a evolução do escoamento para jusante, observa-se que o máximo da intensidade de turbulência axial se desloca para posições radiais mais próximas do eixo do escoamento e que o seu valor no eixo aumenta até $x/d_0 = 16$, à excepção das condições 1 e 5, em que isto se verifica até $x/d_0 = 8$.

As funções distribuição de probabilidade, que não incluimos aqui, mostraram que nas secções mais a jusante ($x/d_0 > 16$) os coeficientes de assimetria (*skewness*) e de achatamento (*flatness*) tendem para valores gausseanos de 0 e 3 ao longo de todo o diâmetro.

A existência da camada de corte entre os escoamentos pode ser reconhecida até $x/d_0 = 8$, através dos dois valores máximos de $u'/\overline{U}_{in}$ em lados opostos do eixo. Após $x/d_0 = 16$, só persistem os valores máximos relacionados com a camada limite na proximidade da parede interior do tubo.

No caso da condição 3 a camada de corte entre os escoamentos tem dois máximos aproximadamente iguais em todas as secções longitudinais até $x/d_0 = 16$ (figura 4.33). Estes máximos correspondem aos dois gradientes máximos da velocidade axial média entre a velocidade axial mínima para $r \approx \pm 0.4R$ e as velocidades axiais nos escoamentos interior e anelar, e foram atribuídos à esteira do tubo interior. Não se encontrou referência a idênticos resultados, por exemplo em Ribeiro and Whitelaw (1976) para uma razão de velocidades próxima de 1.

A intensidade de turbulência axial no eixo, na última secção de medida ($x/d_0 = 100$), aumenta com a razão de velocidades. No entanto, para todas as condições, as características do escoamento obtidas para $x/d_0 = 64$ e 100 (i.e. cerca de 26 e 40 diâmetros do tubo) estão de acordo com os valores de um escoamento turbulento completamente desenvolvido num tubo, se adimensionalizadas pelo diâmetro do tubo exterior D e pela velocidade local axial média na linha central. O perfil radial da velocidade média axial atingiu *"self-similarity"* e a

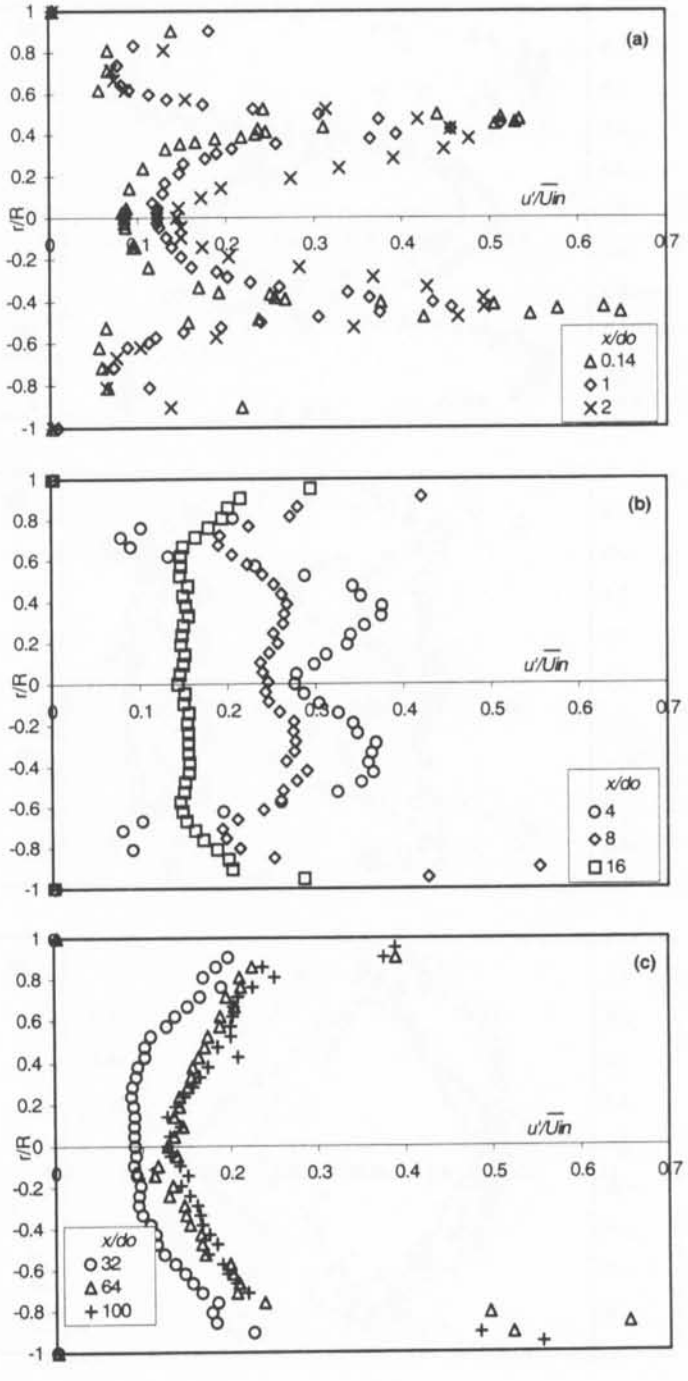


Figura 4.31: Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

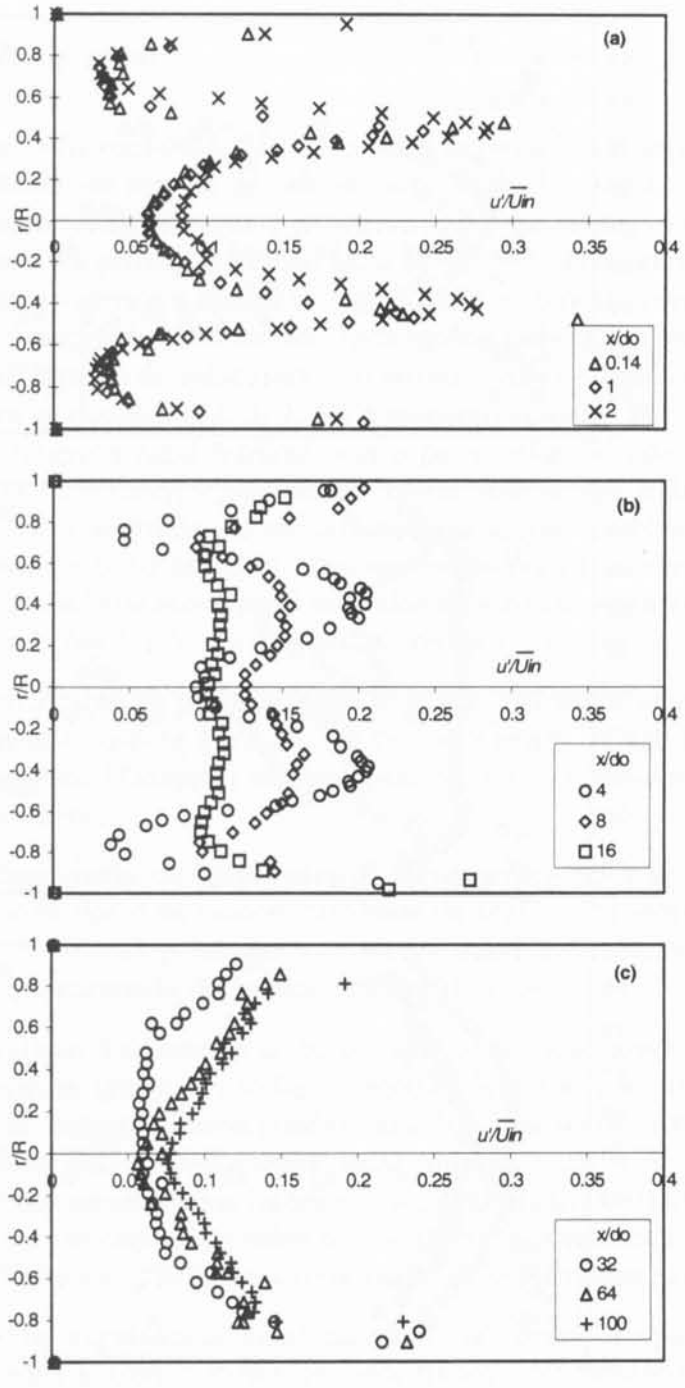


Figura 4.32: Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$)

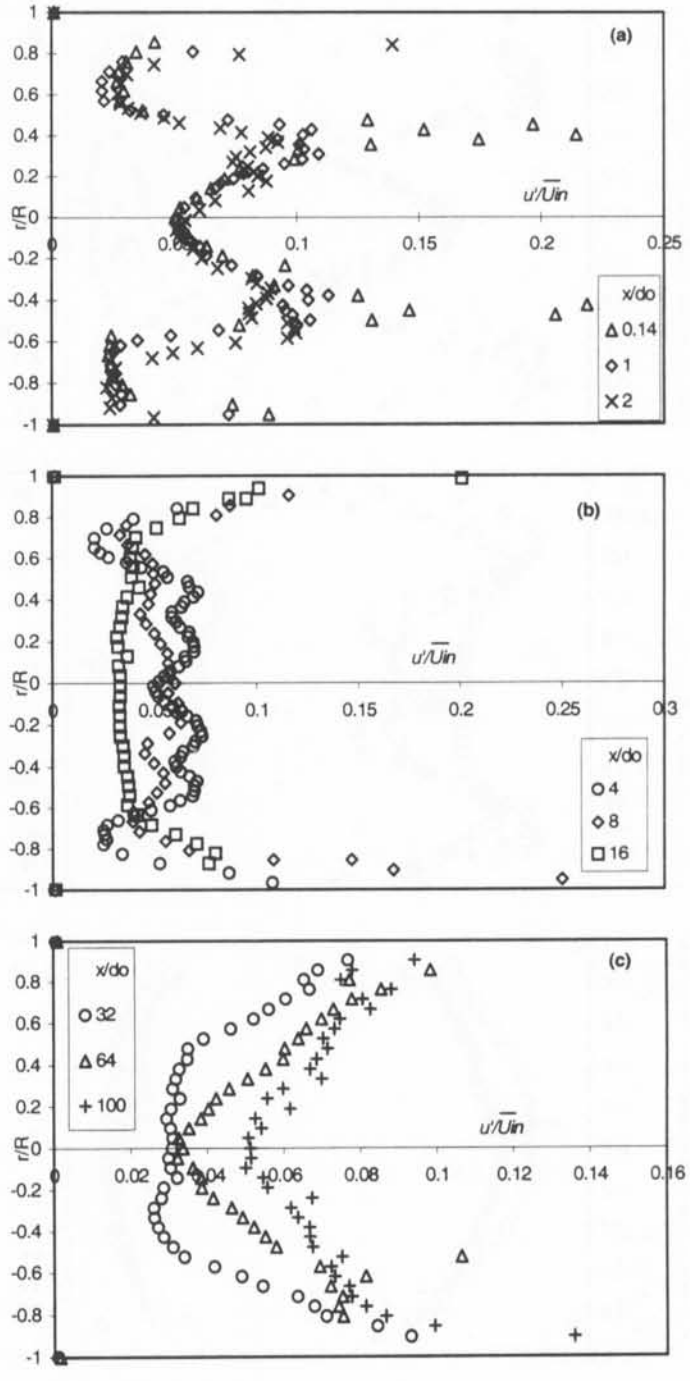


Figura 4.33: Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$)

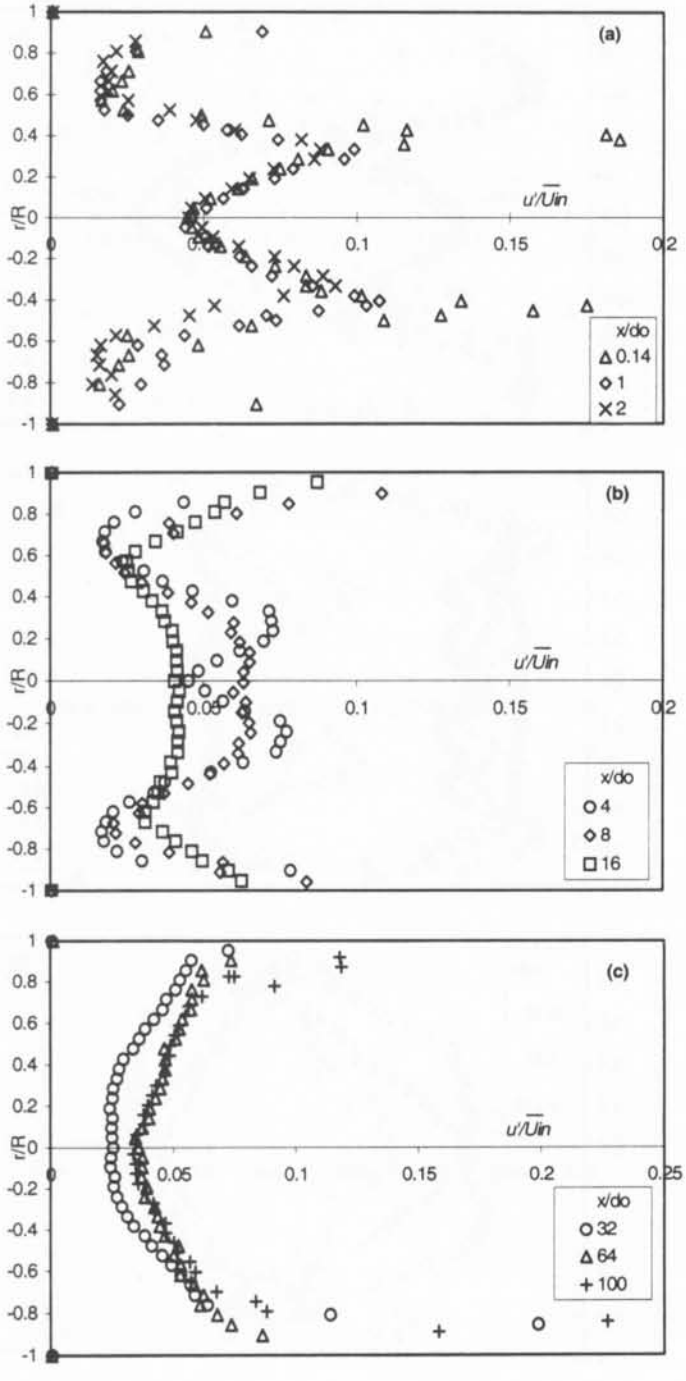


Figura 4.34: Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$)

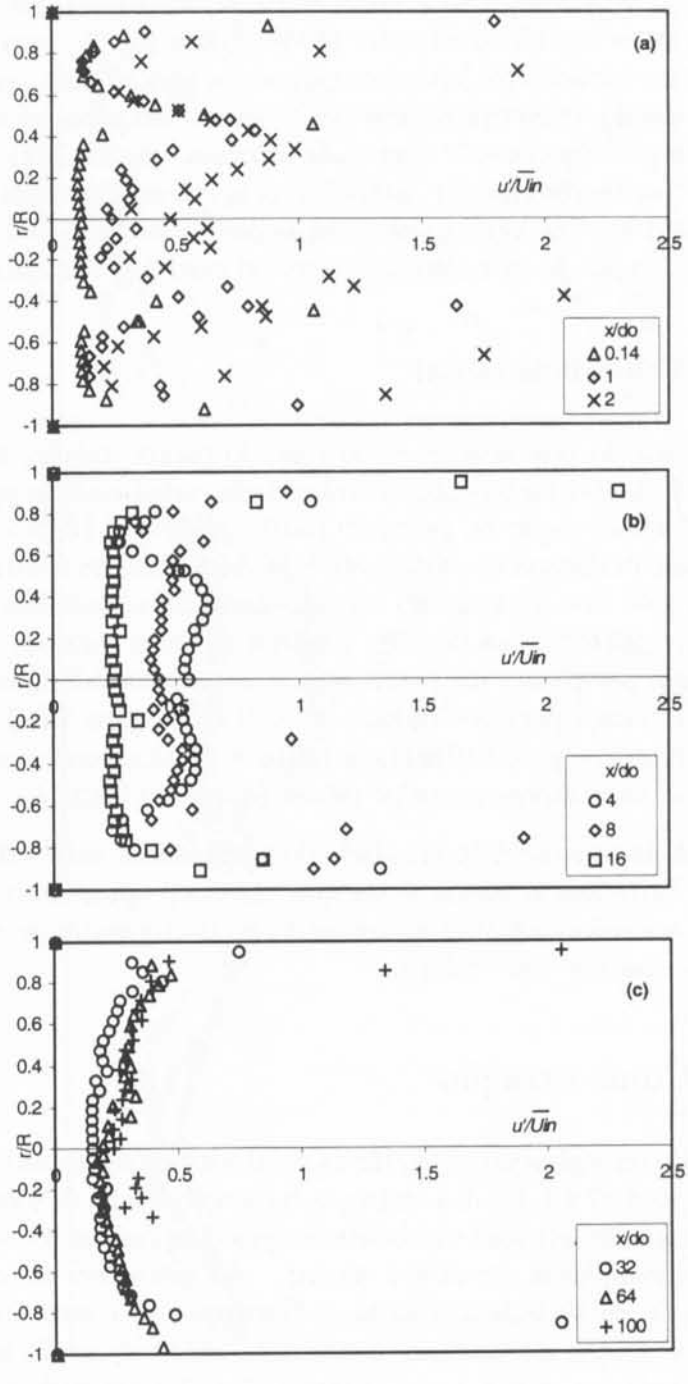


Figura 4.35: Perfis radiais de intensidade axial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$)

intensidade de turbulência axial no eixo nas condições 1, 2, 3, 4 e 5 é respectivamente 4.7 %, 4.2 %, 4.8%, 4.6 % e 5.7 %, enquanto que Eggels et al. (1994) indica um valor de 4.5 % e Laufer (1954) refere 2.8 %. Isto é uma indicação de que o campo turbulento (em oposição ao campo médio) pode não ter atingido ainda um estado de completo desenvolvimento, em especial na condição 5. Isto é confirmado pela figura 4.37 (ver mais à frente, página 183) onde se pode observar ainda um decréscimo do campo de concentração instantâneo entre os perfis $x/d_0 = 64$ e 100. Em comparação com as restantes condições, este facto atribuído à maior produção de turbulência ocorre no caso da condição do escoamento 5.

4.9.1.2 Velocidade radial

À semelhança do que aconteceu no caso do campo médio, apresentam-se os resultados do campo turbulento de velocidade radial apenas para a condição 1. A figura 4.36 mostra que no primeiro perfil, $x/d_0 = 0.14$, a intensidade radial de turbulência é praticamente constante e de valor igual ao máximo de velocidade radial média. No caso de $x/d_0 = 1$ a intensidade de turbulência radial para posições $0.2R < |r| < 0.7R$ é cerca de 3.7× superior ao valor máximo da velocidade radial média nessas posições. Nos perfis seguintes a intensidade de turbulência radial diminui e abrange posições radiais $|r| < 0.7R$ (figura 4.36). Para $x/d_0 = 16$ o perfil de intensidade de turbulência radial é praticamente uniforme, diferindo do perfil inicial unicamente no valor médio (duplo do inicial).

Comparativamente à intensidade de turbulência axial (figura 4.31), a intensidade de turbulência radial é sempre inferior, apresentando no entanto para $x/d_0 = 2$ um valor máximo aproximado ao da intensidade de turbulência axial em posições radiais $r \approx \pm 0.4R$.

4.9.2 Concentração

Os perfis de concentração instantânea medidos simultaneamente com a velocidade axial (figuras 4.37 a 4.41) mostram que na secção inicial de medida ($x/d_0 = 0.14$) a flutuação da concentração é máxima em posições radiais $|r| \approx 0.45R$, na fronteira entre os escoamentos interior e anelar. Ao contrário do que se verifica com a intensidade de turbulência axial, a flutuação da concentração não é máxima na primeira secção de medida, e aumenta até $x/d_0 = 2$, no caso da razão de velocidades ser superior a 1 (condições 1, 2 e 5) e até $x/d_0 = 8$ e 32, no caso das condições 3 e 4, ao mesmo tempo que ocorre em posições mais próximas do eixo.

Os perfis de concentração instantânea indicam a evolução do escoamento em duas fases distintas. A primeira, descrita acima, é caracterizada pelo aumento da flutuação de concentração, e pela sua ocorrência em posições radiais cada vez

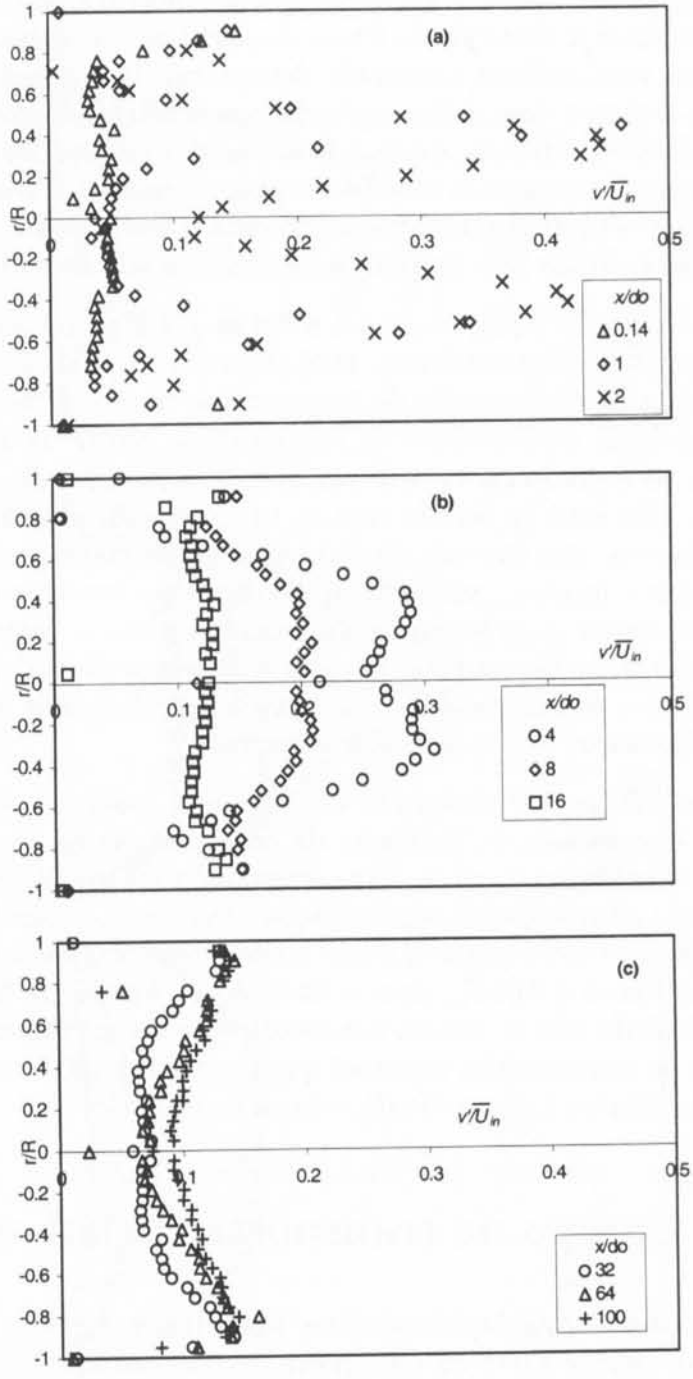


Figura 4.36: Perfis radiais de intensidade radial de turbulência, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

mais próximas do eixo. Esta fase controlada pela intensidade da camada de corte termina quando a flutuação da concentração é máxima no eixo, e em termos médios corresponde à alteração da forma do perfil de concentração do jacto interior sem que se verifique um acentuado decréscimo da concentração do escoamento. Numa segunda fase, a flutuação da concentração diminui em toda a secção transversal do escoamento, e deixa de apresentar um máximo acentuado no eixo. Nesta fase, que corresponde à uniformização do campo de concentração média do escoamento e à evolução do escoamento para o seu completo desenvolvimento, a mistura não é ditada pela existência de uma camada de corte.

Para a condição 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$ e figura 4.39), ao contrário do que acontece com a intensidade de turbulência axial (figura 4.33), não se verifica a ocorrência de dois máximos da flutuação da concentração na fronteira da camada de corte. O único máximo da flutuação da concentração ocorre na posição radial correspondente ao meio da camada de corte, onde a intensidade de turbulência axial é mínima. Isto está de acordo com os resultados da visualização (figura 4.7b), onde se observa uma camada de corte igualmente constituída por turbilhões de fluido anelar e interior, existindo os primeiros na fronteira entre a camada e o escoamento anelar e os segundos na fronteira entre a camada e o escoamento interior. No meio da camada de corte a presença de turbilhões de fluido não misturado com concentração $\overline{C}/\overline{C}_{in}$ igual a 1 ou 0 é mais aleatória, resultando na maior flutuação de concentração observada.

A dependência do escoamento em relação à razão de velocidades traduz-se na maior intensidade da flutuação da concentração na camada de corte para razões de velocidade crescente. Em correspondência, na última secção de medida ($x/d_0 = 100$) a flutuação da concentração é tanto menor quanto maior for a razão de velocidades, e corresponde a perfis homogéneos com valores entre $7.5\times10^{-4}\overline{C}_{in}$ para a condição 5 e $0.01\overline{C}_{in}$ para a condição 4. Apesar da indicação que para a condição 5 ainda não se atingiu um escoamento completamente desenvolvido, os resultados de concentração mostram que em $x/d_0 = 100$ a mistura se processa a uma escala inferior à dimensão do volume de controlo.

4.10 Campo de transporte turbulento de massa

A medição simultânea de velocidade e concentração permite determinar as componentes do vector fluxo de transporte de concentração ($\overline{uc}, \overline{vc}, \overline{wc}$) e verificar a validade de hipóteses como a de transporte difusivo. Admitindo o transporte difusivo de massa, os coeficientes de difusão turbulenta são dados por

$$k_x = -\frac{\overline{uc}}{\frac{\partial \overline{C}}{\partial x}}; k_r = -\frac{\overline{vc}}{\frac{\partial \overline{C}}{\partial r}} \tag{4.15}$$

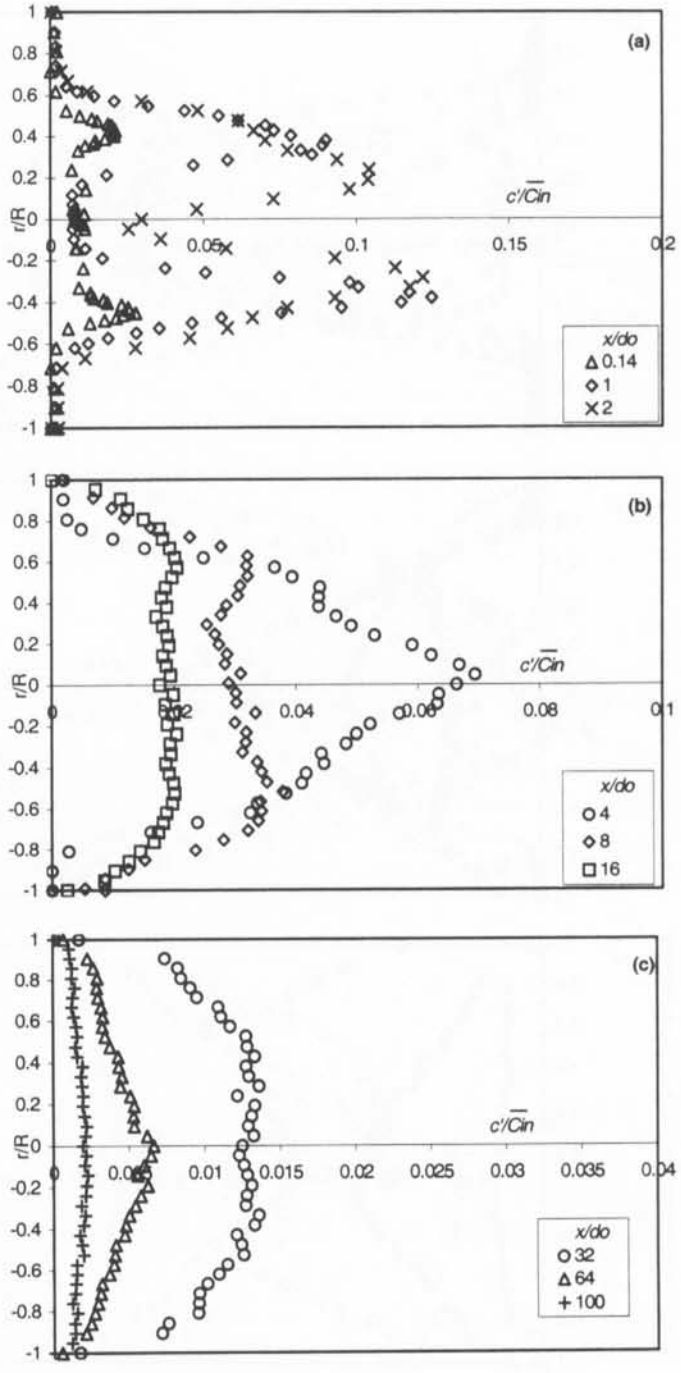


Figura 4.37: Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

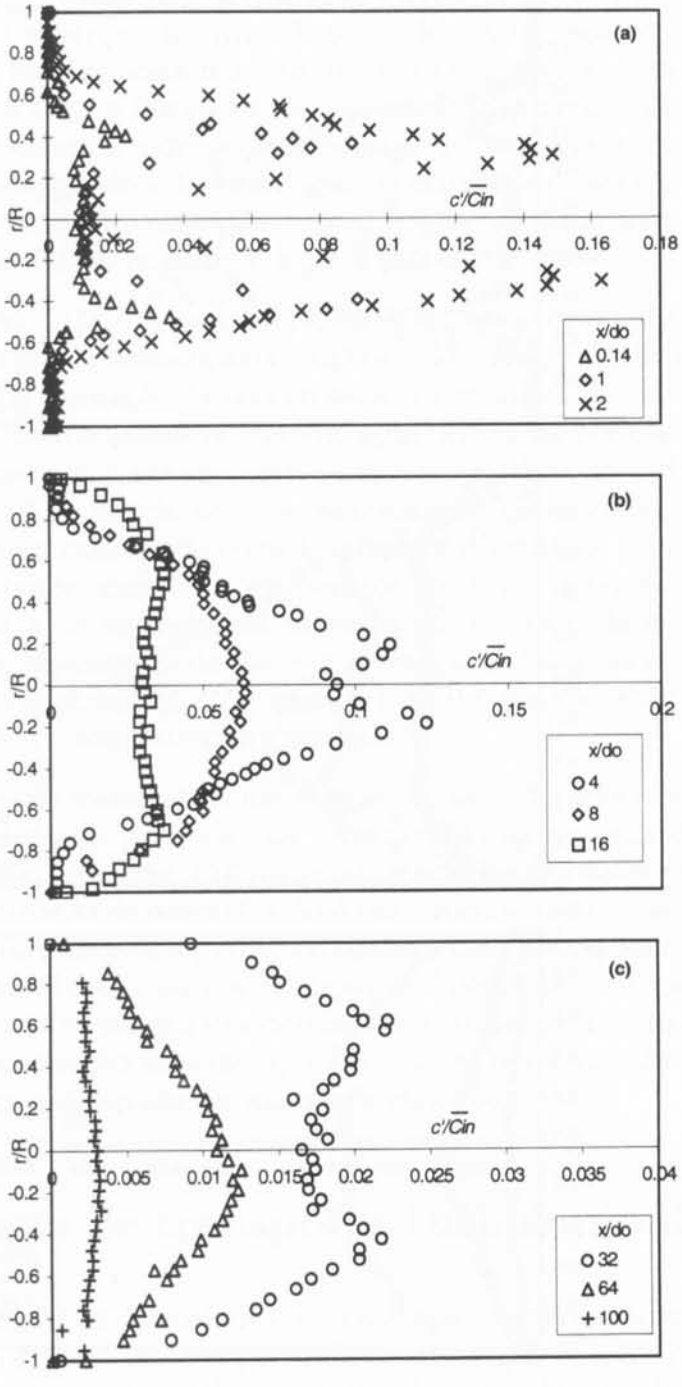


Figura 4.38: Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2$)

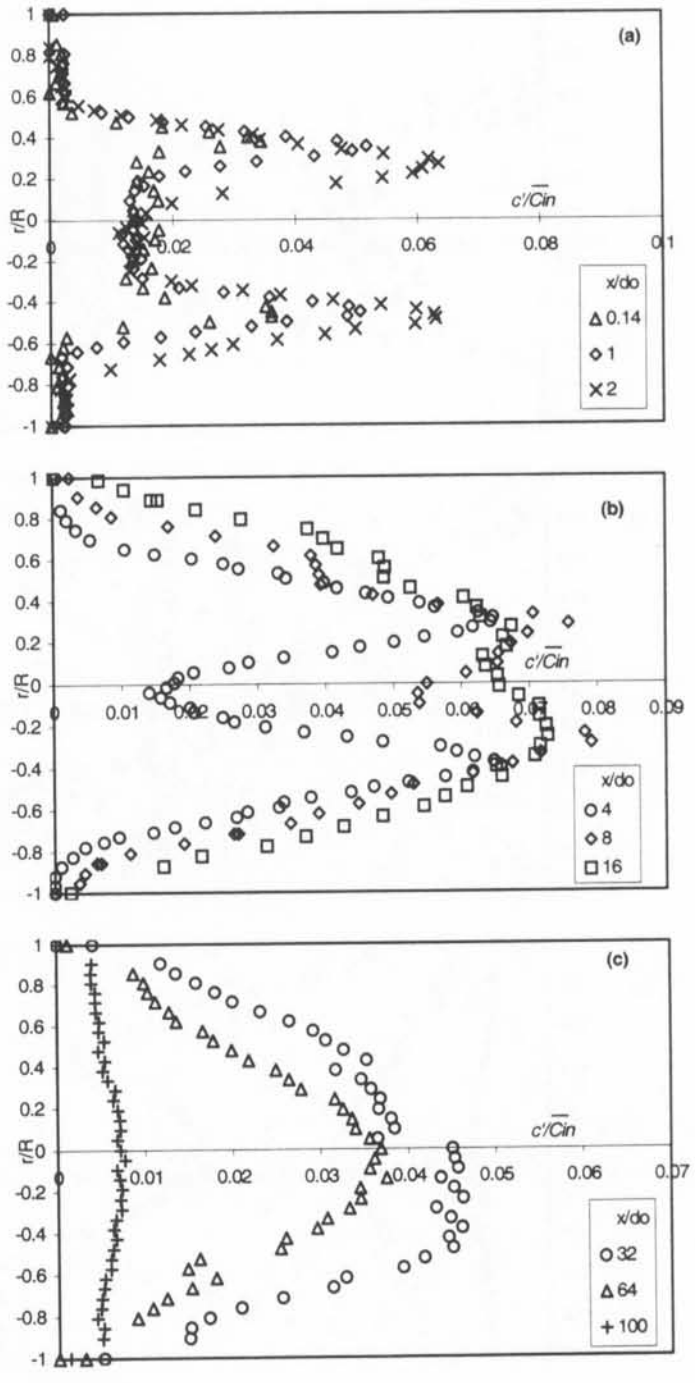


Figura 4.39: Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$)

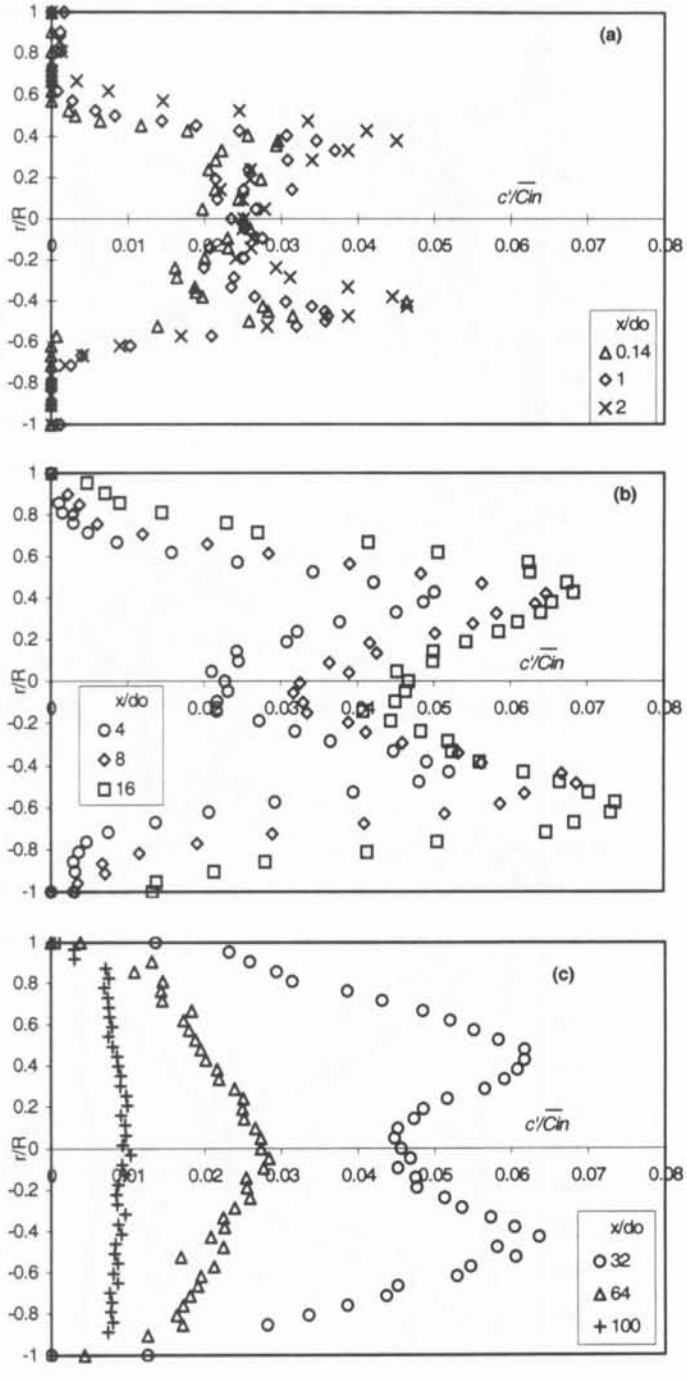


Figura 4.40: Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$)

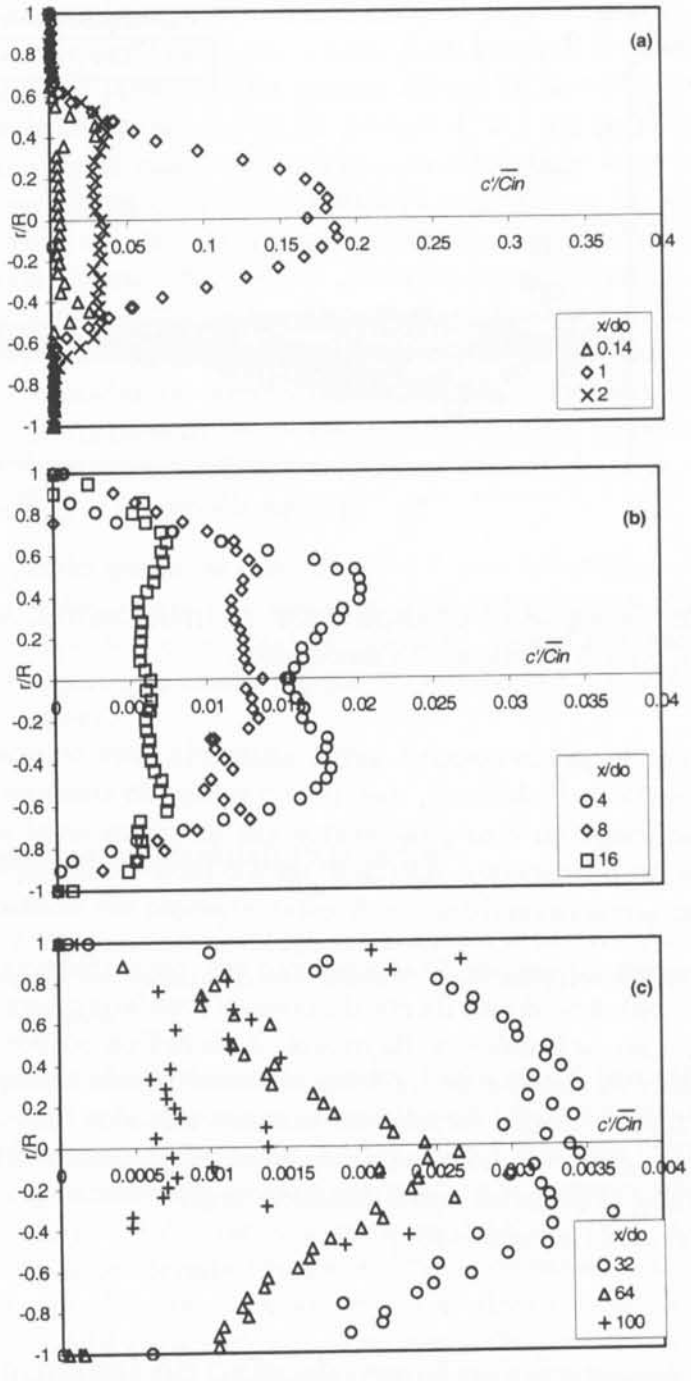


Figura 4.41: Perfis radiais de concentração instantânea, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$)

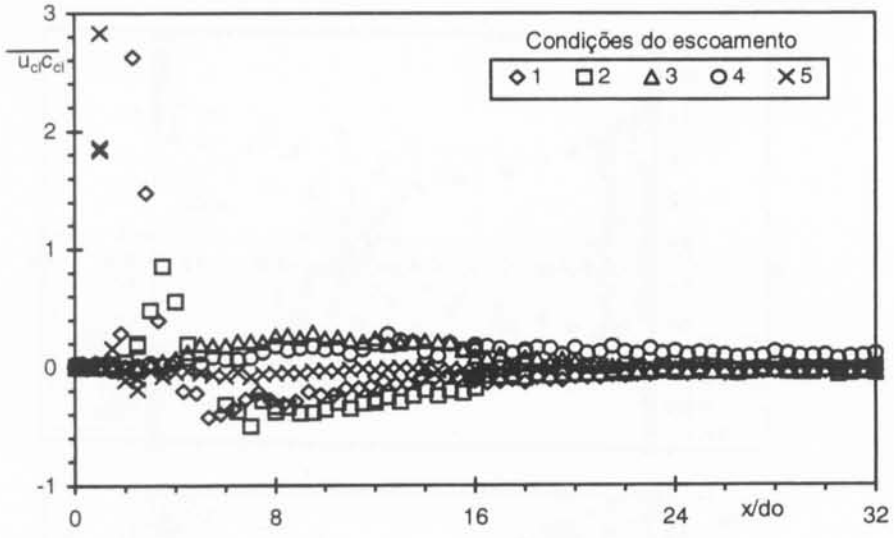


Figura 4.42: Transporte turbulento axial na linha central, ao longo do eixo do escoamento, para 5 condições do escoamento

Na geometria de jactos coaxiais agora analisada, sem rotação em qualquer dos escoamentos ($W \approx 0$, $k_\theta = 0$), mediu-se o termo do transporte turbulento axial de massa ao longo do eixo e os termos nas direcções axial e radial nas secções transversais do escoamento. Alerta-se para o facto do transporte turbulento não se encontrar adimensionalizado e de estar expresso em unidades arbitrárias.

Escoamentos ou regiões do escoamento em que o transporte de massa ocorra em sentido contrário do gradiente de massa (*countergradient transport*), exigem uma formulação de tensões de Reynolds. A identificação destas regiões é importante no desenvolvimento de modelos matemáticos de transporte turbulento de massa e é uma indicação da incapacidade dos métodos baseados em coeficientes de difusão de preverem correctamente estes escoamentos. Num escoamento de jactos coaxiais, análogo ao agora estudado, regiões deste tipo foram identificadas por Johnson and Bennett (1981).

4.10.1 Evolução ao longo do eixo do transporte turbulento axial

O transporte turbulento axial ao longo do eixo do escoamento (figura 4.42) mostra 2 grupos típicos. O primeiro reúne as condições 1, 2 e 5, e o segundo reúne as condições 3 e 4.

Para as condições 1, 2 e 5, com intensidade da camada de corte $|U_a/U_{in} - 1| \geqslant 1$, o transporte axial turbulento tem o máximo perto da secção inicial, a que segue uma região em que $\overline{uc}$ é inferior a zero. Este máximo é tanto mais elevado e próximo da saída do jacto interior quanto maior for a razão de velocidades. Por exemplo, o valor máximo ocorre em $x/d_0 = 1$, 2.5 e 3.5 nas condições 5, 1 e 2, coincidindo em todas elas com o mínimo da velocidade axial média no eixo. Nesta região do escoamento, o núcleo central já desapareceu devido ao encontro das camadas de corte no eixo. O transporte turbulento de massa pode ser classificado de contragradiente. No eixo, o gradiente longitudinal de concentração média é negativo (figura 4.17), o que poderá ser explicado pelo facto de se preverem nesta região flutuações de concentração negativas, devidas à passagem de turbilhões de fluido anelar de concentração nula. A dimensão longitudinal da região de transporte turbulento de massa negativo é tanto menor quanto maior for a intensidade da camada de corte, e é zero a jusante de $x/d_0 = 10$, 20 e 22 para as condições 5, 1 e 2, respectivamente

No caso do segundo grupo, as condições 3 e 4 com intensidade da camada de corte $|U_a/U_{in} - 1|$ inferior a 1, o transporte axial turbulento é nulo à excepçao da região entre x/d_0= 4 e 20, onde é positivo. Neste intervalo o gradiente longitudinal de concentração média é negativo e portanto é válida a hipótese de difusão do tipo gradiente.

4.10.2 Transporte turbulento axial

As figuras 4.43 a 4.47 mostram a evolução do transporte turbulento axial de massa nas mesmas secções transversais do escoamento, para as quais foram apresentados resultados anteriormente.

Para a condição do escoamento 1 (figura 4.43), nas 2 primeiras secções de medida ($x/d_0 = 0.14$ e 1) o transporte de massa é efectuado pelo gradiente de concentração média. Na região anelar $0.4R < |r| < 0.6R$ a ocorrência de $\overline{uc} < 0$ está de acordo com o aumento de concentração para maiores distâncias longitudinais (figura 4.25). $\overline{uc}$ é inferior a zero em $0.2R < |r| < 0.4R$, região de concentração média mais elevada em que a difusão de massa ocorre do jacto interior para a camada de corte envolvente e o gradiente axial de concentração diminui. De $x/d_0 = 0.14$ para $x/d_0 = 1$, o aumento da intensidade do transporte turbulento está de acordo com o aumento da flutuação de concentração para jusante (figura 4.37). Para $x/d_0 = 2$, ocorre ainda transporte difusivo. A partir de $x/d_0 = 4$, transporte difusivo é contragradiente para posições radiais $|r| < 0.5R$, porque nesta região central do escoamento a concentração diminui para jusante e $\overline{uc} < 0$. Esta característica é comum à geometria de jactos coaxiais confinados numa expansão súbita, estudada por Johnson and Bennett (1981). Para ju-

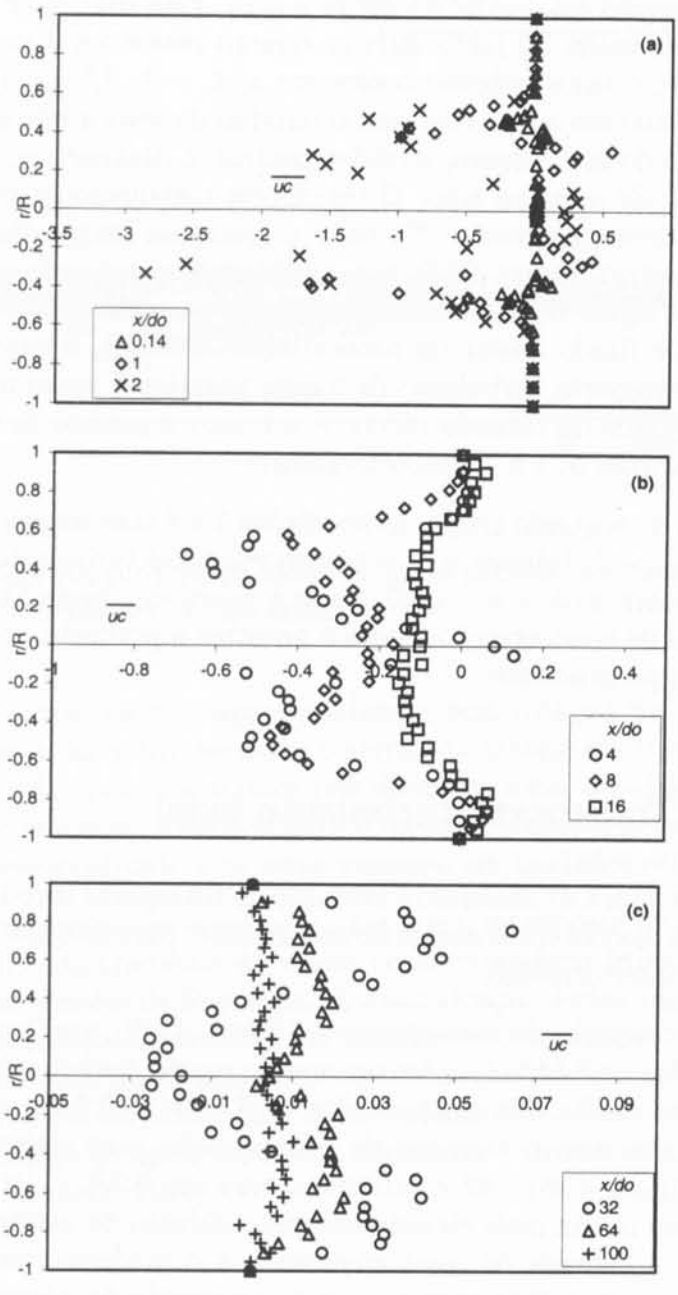


Figura 4.43: Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

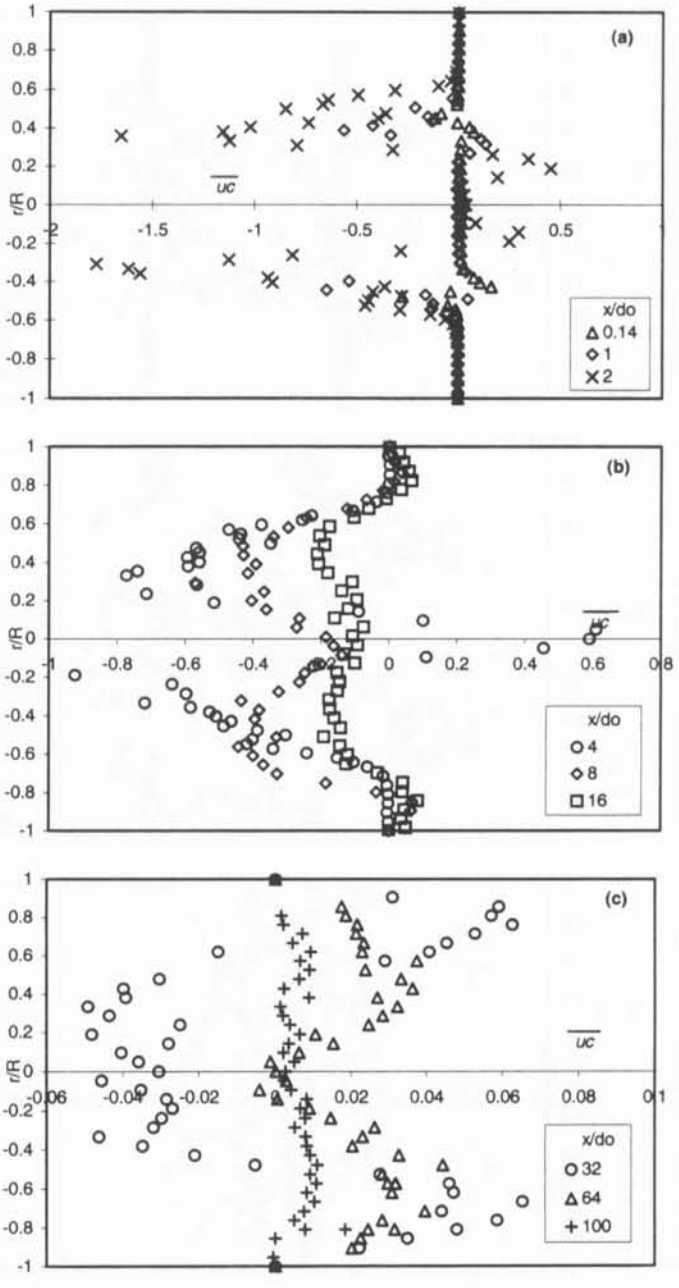


Figura 4.44: Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 2 ($U_a/U_{in} = 2.0$)

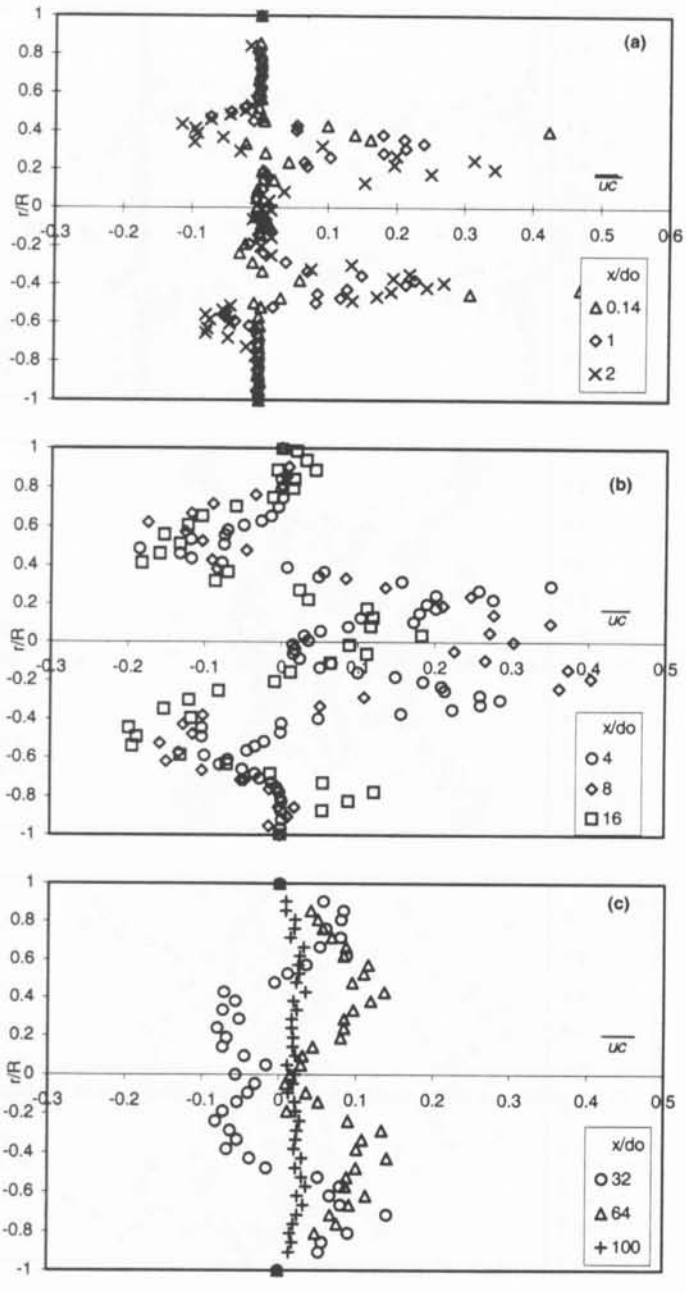


Figura 4.45: Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 3 ($U_a/U_{in} = 1.1$)

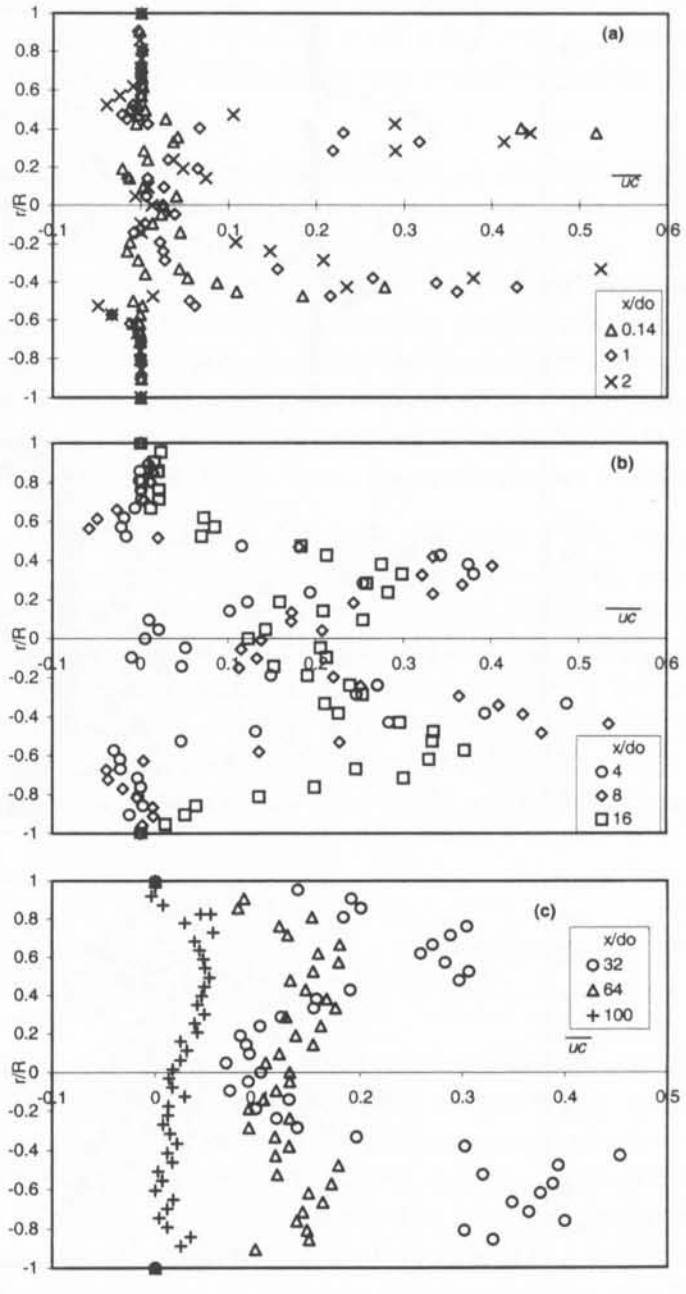


Figura 4.46: Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 4 ($U_a/U_{in} = 0.8$)

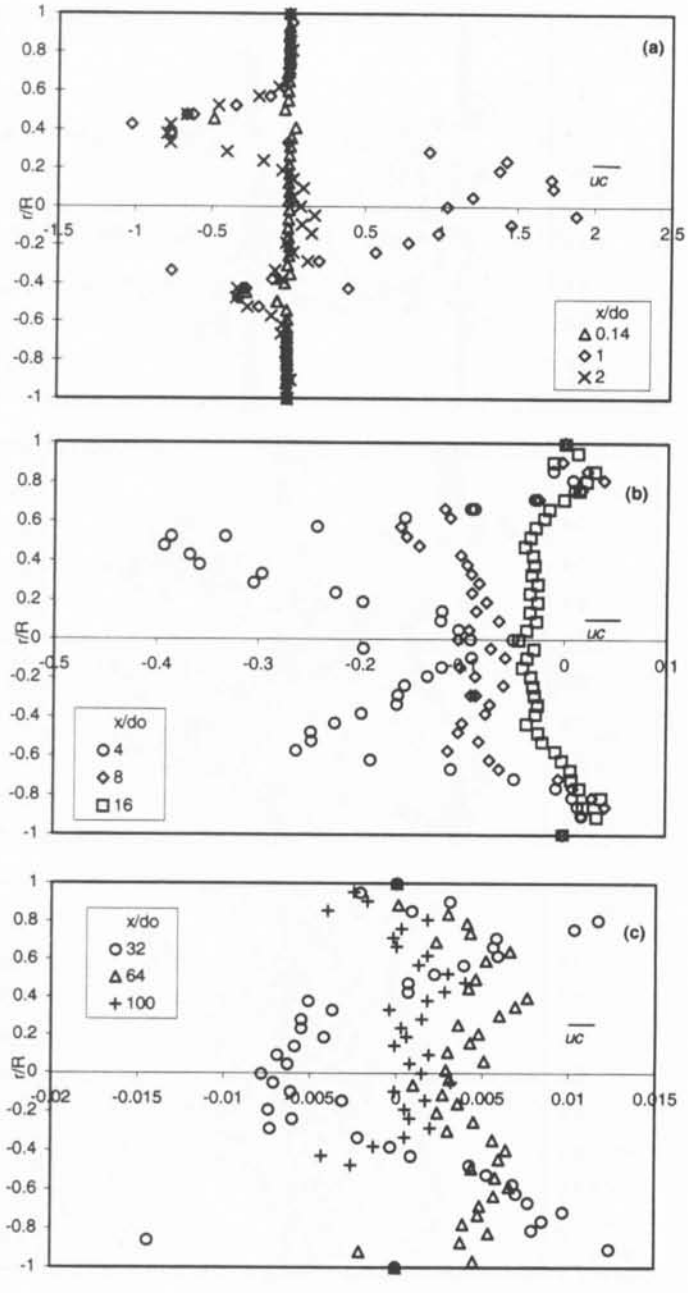


Figura 4.47: Perfis radiais de transporte turbulento axial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$)

sante, este transporte em contragradiente mantém-se no interior do escoamento para posições radiais inferiores a $\pm 0.5R$, enquanto que na envolvente anelar o transporte turbulento ocorre sempre pelo efeito do gradiente de concentração e (4.15) permanece válida. Para $r \approx \pm 0.5R$ e até $x/d_0 = 16$ a concentração média mantém-se aproximadamente constante, e esta posição coincide em cada perfil com o maior valor de $|\overline{uc}|$.

Os perfis radiais de transporte turbulento axial da condição 2 (figura 4.44), apresentam evolução idêntica embora a taxa diferente. Por exemplo, a distribuição radial do transporte turbulento axial de massa evidenciada para $x/d_0 = 2$ e 4 na condição 2 é semelhante às das posições $x/d_0 = 1$ e 2, condição 1. Para a condição 5 (figura 4.47) pode fazer-se idêntica comparação, verificando-se que perfis com a mesma forma ocorrem para idênticas distâncias da saída, por exemplo $x/d_0 = 2$ nas suas condições. Enquanto que entre as condições 1 e 2, parece haver uma dependência do campo médio da razão de velocidades, a condição 5 mostra evolução muito semelhante, provavelmente por causa da existência de recirculação.

A comparação dos resultados da condição 3 (figura 4.45), com as medições de velocidade axial e concentração médias (figuras 4.21 e 4.27), permite concluir da inexistência de difusão em contragradiente, o mesmo acontecendo na condição 4 (figura 4.46 comparada com as figuras 4.22 e 4.28). Na condição 3 verifica-se que até $x/d_0 = 2$, $|\overline{uc}|$ é máximo para posições radiais $0.4R < |r| < 0.6R$, i.e. na esteira do tubo do escoamento interior. Para $2 < x/d_0 < 32$, verifica-se que o transporte é máximo na zona central do escoamento ($|r| < 0.2R$). Na condição 4, $|\overline{uc}|$ é máximo para posições radiais $0.4R < |r| < 0.6R$, ao longo de todo o escoamento.

4.10.3 Transporte turbulento radial

A figura 4.48 mostra que em geral o transporte turbulento radial de massa é inferior ao transporte turbulento axial de massa (figura 4.43), apesar dos gradientes radiais de concentração serem muito superiores aos gradientes longitudinais, resultado semelhante ao de Johnson and Bennett (1984). O transporte radial é reduzido para $x/d_0 = 0.14$ e 1, muito provavelmente devido à resolução espacial do sistema de medição, porque o volume de medição abrange a totalidade da região espacial de $\partial\overline{C}/\partial r$. O transporte na direcção radial apresenta uma formulação de gradiente, porque se verifica que $\overline{vc}$ é na maioria dos perfis positivo ou nulo, em concordância com o gradiente radial de concentração, i.e. a concentração diminui para posições radiais mais afastadas do eixo, ou é inexistente, nas regiões totalmente constituídas por fluido do escoamento anelar, sem concentração ou fluido de escoamento interior. Conclui-se igualmente que o transporte radial é máximo em concordância com o gradiente radial de concentração máximo, e que diminui

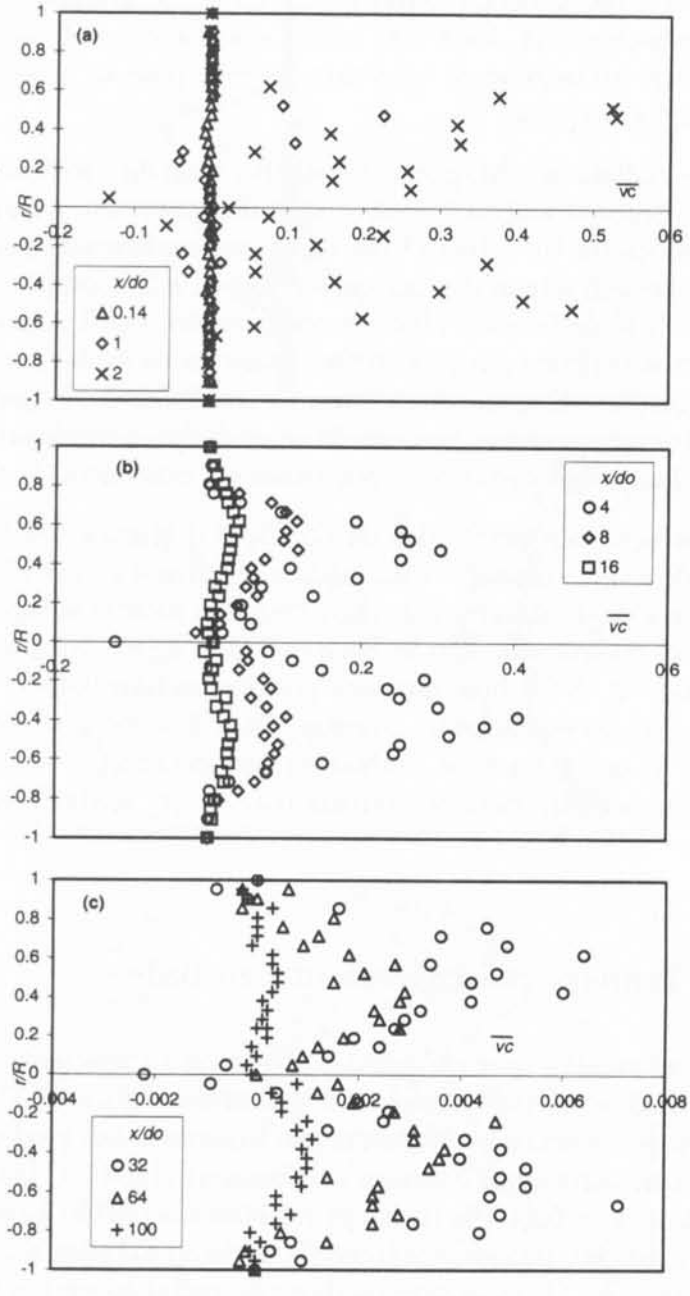


Figura 4.48: Perfis radiais de transporte turbulento radial, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

de intensidade e abrange regiões radiais maiores com a posição longitudinal.

4.11 Momentos estatísticos de 3ª e 4ª ordem

Os momentos estatísticos de 3^a e 4^a ordem são apresentados apenas para a condição 1 do escoamento, porque são semelhantes aos das outras condições. Os coeficientes de assimetria das distribuições de concentração (figura 4.49), após uma secção inicial em que evidenciam alguma dispersão, indicam para $x/d_0 = 1$, uma região de assimetria negativa para posições radiais $|r| < 0.4R$ e numa região exterior assimetria positiva, ou seja, maior probabilidade de ocorrência de baixas concentrações, indicando a provável passagem de turbilhões de fluido interior não misturado. Para $x/d_0 = 2$, a região de coeficiente de assimetria negativo já atingiu o eixo, indicando que existe nesta região fluido não misturado (figuras 4.8b e 4.8d). Isto sugere que a camada de corte é constituída por regiões de fluido não misturado. Tal como acontece no caso da velocidade, após $x/d_0 = 16$ o perfil radial é uniforme e a função densidade de probabilidade (*pdf*) é simétrica com coeficiente de assimetria aproximadamente igual a zero.

Os coeficientes de achatamento (figura 4.50) apresentam valores superiores ao gausseano na zona fronteira da camada de corte para $x/d_0 = 1$. Isto é indicação da passagem de turbilhões de fluido de diferentes concentrações nesta região. No interior da camada de corte, o coeficiente de achatamento mantém-se aproximadamente igual a 3. Um diâmetro d_0 a jusante os valores do coeficiente de achatamento diminuíram e a distribuição destes valores é indicação do alargamento da dimensão transversal da camada de corte. Continua a verificar-se após $x/d_0 = 16$ boa concordância com os resultados gausseanos.

4.12 Conclusões

Este capítulo reúne os resultados do estudo do escoamento de jactos coaxiais confinados numa conduta, para razões entre as velocidades médias anelar e interior iguais a 0.8, 1.1, 2, 3.2 e 6.5 e números de Reynolds do escoamento da ordem de 3×10^4, baseados na velocidade média e no diâmetro interno do tubo. Estes resultados incluem a visualização do escoamento, pressão e as medições simultâneas de velocidade e concentração.

A visualização permitiu identificar as regiões que normalmente se considera constituírem este tipo de escoamento. As principais características observadas foram as seguintes.

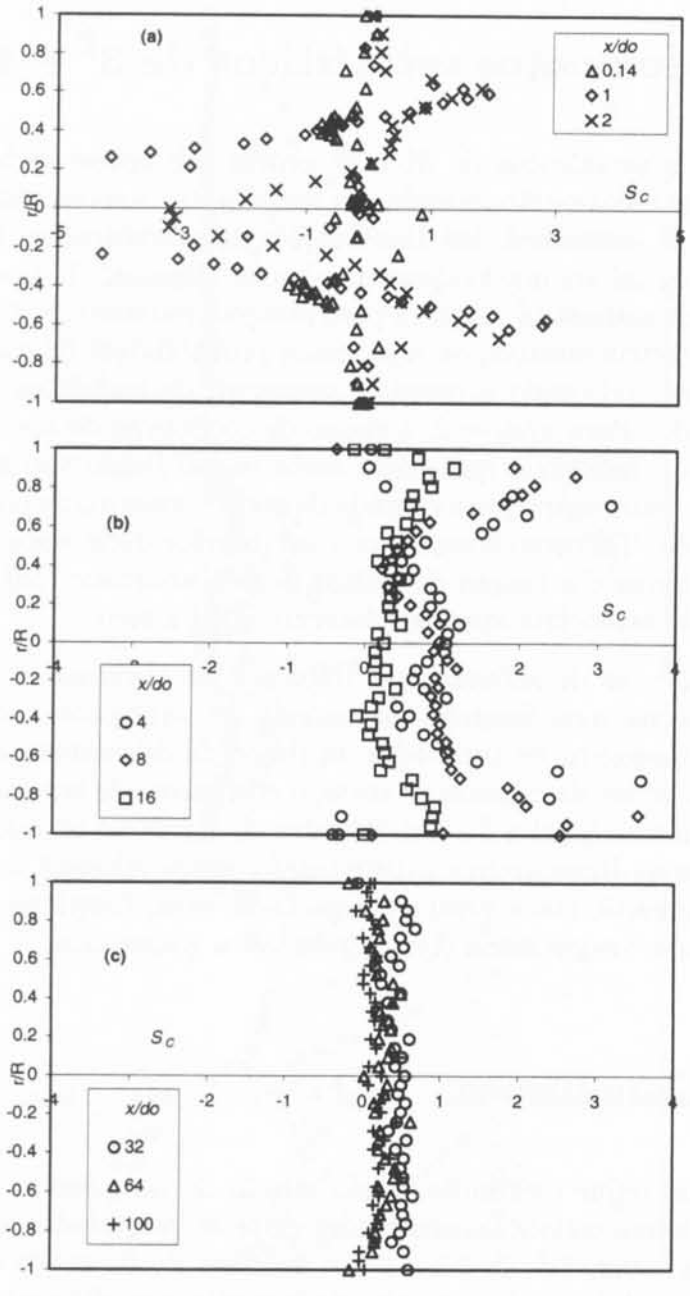


Figura 4.49: Coeficientes de assimetria da concentração, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

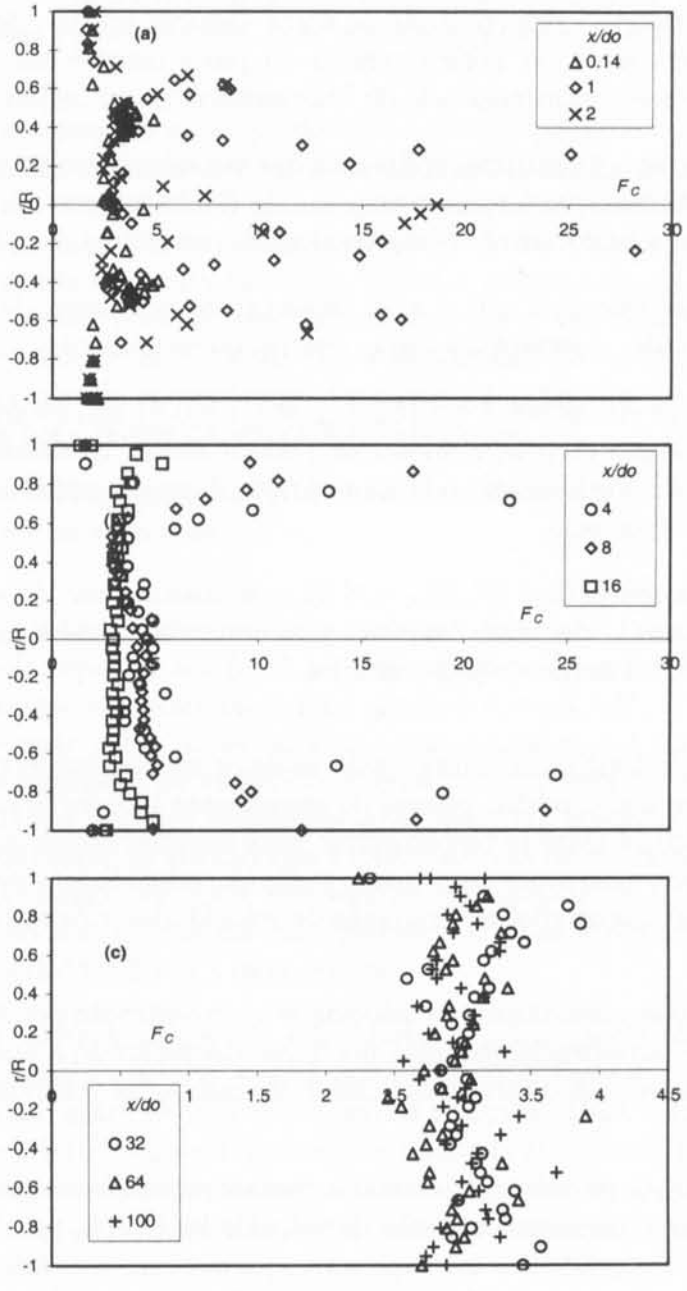


Figura 4.50: Coeficientes de achatamento da concentração, em 9 secções transversais, para a condição do escoamento 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$)

1. Os escoamentos com maior razão de velocidades evidenciaram um comportamento temporal aleatório mais acentuado.

2. A confluência das camadas de corte anelares no eixo do escoamento e desaparecimento do núcleo central do jacto interior são acompanhadas da diminuição da intensidade de fluorescência nesta região do escoamento.

3. Na região a jusante da confluência das camadas de corte no eixo observaram-se turbilhões de dimensão pequena de fluido interior não misturado, transportados pelo campo médio no caso da condição 1 ($U_a/U_{in} = 3.2$).

4. Na condição 2 ($U_a/U_{in} = 2$) observaram-se massas de fluido anelar não misturado presentes na região central do escoamento.

5. Entre as condições 3 e 4 ($U_a/U_{in} = 1.1$ e 0.8) não foram observadas diferenças significativas, e apesar de possuir menor intensidade de corte, a camada de corte visualizada na condição 3 era constituída por estruturas de maior dimensão.

6. Para a condição 5 ($U_a/U_{in} = 6.5$), com maior razão de velocidades, existia recirculação do jacto interior, para uma distância à saída de cerca de 1 diâmetro interno do jacto interior.

A variação longitudinal da pressão estática mostra um incremento de pressão na região em que o núcleo central do escoamento interior era absorvido pela camada de mistura entre os escoamentos. Este incremento era mais acentuado para condições de escoamento com maior razão de velocidade e praticamente inexistente no caso das condições com razão de velocidades próxima de 1 ($U_a/U_{in} = 0.8$ e 1.1).

As medições simultâneas de velocidade e concentração por Anemometria Laser *Doppler* e Fluorescência Induzida por Laser demonstram a aplicação destas duas técnicas e permitem o estudo detalhado do campo de velocidades e mistura turbulenta.

As medições de velocidade axial e concentração efectuadas ao longo do eixo do escoamento, mantendo a razão de velocidades U_a/U_{in} igual a 3.2 e utilizando números de Reynolds 2 e 4× superiores, permitiram concluir que para posições longitudinais superiores a 1 diâmetro (d_0) do jacto interior algumas das características do escoamento dependiam do número de Reynolds.

1. Esta dependência manifestou-se no aumento da extensão do núcleo central e na diminuição da intensidade de turbulência axial máxima com o aumento do número de Reynolds.

2. Para maiores números de Reynolds a concentração média no eixo diminuía mais lentamente e era acompanhada de menores flutuações de concentração. Esta dependência foi atribuída à redução, com o aumento do número de Reynolds, das estruturas que caracterizam a camada de corte.

A análise do escoamento ao longo do eixo mostrou que nos escoamentos com razão de velocidades superior a 1, a velocidade axial média no eixo diminuía na região inicial do escoamento e que esta diminuição se acentuava, ocorrendo também mais perto da secção de saída, quando a razão de velocidades aumentava. A concentração média diminuía na região inicial e a flutuação da concentração era máxima na mesma posição longitudinal em que a velocidade axial média era mínima. Verificou-se igualmente que a diminuição da concentração média e a máxima flutuação de concentração eram mais acentuadas e ocorriam mais próximo da saída para razões de velocidade superiores.

As conclusões principais retiradas da análise e discussão dos resultados dos perfis radiais foram as seguintes.

1. O campo de velocidade axial era semelhante para as condições com razão de velocidade superior a 1 (2, 3.2 e 6.5), observando-se a velocidade axial média constante em posições radiais iguais a $r = \pm 0.5R$. A espessura da camada de corte entre os escoamentos aumentava com a razão de velocidades. A intensidade de turbulência axial máxima ocorria em simultâneo com o gradiente axial de velocidade axial máximo, tendo-se observado no caso da razão entre as velocidades axiais máximas do escoamento ser igual a 1.1 que a camada de corte apresentava intensidade de turbulência axial mínima no eixo e máxima nas fronteiras com os escoamentos anelar e interior, assemelhando-se a uma esteira.

2. Para maior mistura a razão de velocidades (U_a/U_{in}) devia ser diferente de 1, indicação que a mistura ocorria por efeito da intensidade da camada de corte existente entre os dois escoamentos coaxiais. Para uma intensidade de corte de 0.1 ($U_a/U_{in} = 1.1$) a mistura ocorria por efeito da evolução da esteira observada a jusante do tubo interior. A razão de velocidades igual a 6.5 originou a mistura dos dois jactos mais rapidamente e a uma taxa mais elevada.

3. O campo escalar parecia evoluir para escoamento completamente estabelecido a uma taxa mais lenta quando comparado com o campo de velocidade.

4. No caso da razão de velocidades $U_a/U_{in} = 3.2$, o transporte turbulento radial de massa ocorria sempre por efeito do gradiente de concentração média.

5. O transporte turbulento axial de massa ocorria em contragradiente, no caso das condições com intensidade da camada de corte ($|U_a/U_{in} - 1|$) superior a 1, numa região interior do escoamento, após o desaparecimento do núcleo central do escoamento interior. O transporte turbulento de massa ocorria sempre por efeito do gradiente da concentração, quando o escoamento interior apresentava núcleo central e numa uma envolvente radial $r > \pm 0.5R$ quando o escoamento se aproximava de um estado de completo desenvolvimento.

Capítulo 5

Conclusões

Neste último capítulo apresenta-se um resumo das principais conclusões da tese (secção 5.1) e algumas sugestões para trabalho futuro (secção 5.2).

5.1 Conclusões

O presente trabalho consistiu essencialmente no desenvolvimento da técnica de Fluorescência Induzida por Laser (LIF) e a sua aplicação conjuntamente com a técnica de Anemometria Laser *Doppler* (LDA), para medição simultânea de concentração e velocidade. Isto compreendeu duas fases: na primeira fase, utilizando soluções de concentração homogénea, determinaram-se os procedimentos, instrumentação e parâmetros experimentais mais adequados, e na segunda fase demonstrou-se a aplicação de LIF e LDA no estudo do escoamento de dois jactos coaxiais confinados.

Medições em soluções de concentração homogénea. A utilização de LIF em soluções homogéneas de concentração conhecida permitiu determinar os procedimentos e os valores dos parâmetros experimentais mais adequados e analisar o comportamento do traçador fluorescente (rodamina B). De entre as configurações ópticas possíveis optou-se pela recolha de luz em *backscatter*, porque era aquela que assegurava condições de focagem idênticas entre medições.

As soluções de concentração homogénea de rodamina B, foram preparadas através da adição de volumes conhecidos de solução-base, de concentração elevada, porque evitava a acumulação do erro experimental e nestas condições a incerteza relativa da concentração das soluções de rodamina B era inferior a 5.2 %. A relação linear entre a concentração de rodamina B e a intensidade de

fluorescência existe para concentrações até 0.08 mg/L e potências laser inferiores a 800 mW. Em soluções homogéneas permanentemente agitadas e de baixa concentração (0.04 mg/L) a intensidade de fluorescência do traçador rodamina B manteve-se constante ao longo do tempo e a diminuição do sinal de fluorescência com a temperatura da solução foi igual a 2 % do seu valor médio por 1°C. A atenuação da voltagem do sinal de fluorescência com a extensão do percurso óptico obtida foi cerca de 1.8 % por cm, valor verificado em soluções de baixa concentração (0.04 mg/L) para potências laser entre 200 e 600 mW. Para maiores percursos ópticos, a absorção poderá não ser desprezável Concluiu-se ainda que a incerteza relativa da medição do sinal de fluorescência se situava entre 3.6 e 36 %, e que o maior contributo para este valor era originário da conversão do sinal analógico em digital.

A comparação entre a intensidade do sinal mostrou que o sinal obtido no interior do tubo de vidro acrílico envolvido pela caixa óptica diminui cerca de 45 % em relação ao sinal obtido para igual concentração mas no interior da caixa de vidro. Devido à influência da orientação dos raios relativamente à geometria de paredes curvas, concluiu-se que as medições por LIF no tubo de vidro acrílico deviam ser efectuadas com os planos dos raios e de simetria longitudinal da secção coincidentes. Um meio ângulo de intersecção dos raios igual a 5.89° (configuração óptica B) foi escolhido por permitir medições até 2 mm de distância da parede. A intensidade do sinal de fluorescência depende também da dimensão do volume de controlo e concluiu-se que o volume de medição coincide com o volume de controlo definido pela intersecção dos raios laser. Analisou-se a existência de uma relação linear entre a concentração de rodamina B e a voltagem do sinal de fluorescência para concentrações até 0.12 mg/L e potências laser até 600 mW.

A absorção ao longo do percurso óptico é independente da potência laser incidente e varia entre 4.6 % e 11.4 % do valor médio da voltagem do sinal de fluorescência inicial, para um percurso óptico de 19 mm. Para a potência laser máxima utilizada, 600 mW, a absorção ao longo do percurso óptico, condicionou a escolha da concentração máxima igual a 0.04 mg/L para estudos de campos de concentração não uniformes. Neste caso obteve-se uma atenuação do sinal $(1 - \tau_{mf})$ próxima de 2.9 % por cm de extensão do percurso óptico, que se considerou desprezável.

Depois da melhoria de procedimentos experimentais e alterações no equipamento de medida e consequente eliminação de interferências electrónicas externas, a incerteza-padrão combinada do sinal medido de concentração foi reduzida para valores entre 5.5 e 15.6 %.

Escoamento de jactos coaxiais. O escoamento de dois jactos coaxiais confinados numa conduta foi estudado para razões entre as velocidades médias anelar e interior iguais a 0.8, 1.1, 2, 3.2 e 6.5 e números de Reynolds do escoamento da ordem de 3×10^4, baseados na velocidade média e no diâmetro interno do tubo. Estes resultados incluíram a visualização do escoamento, medições de pressão média, e as medições simultâneas de velocidade e concentração.

A mistura é mais intensa para razões de velocidades médias (U_a/U_{in}) diferentes de 1, indicando a dependência entre a mistura e a intensidade da camada de corte entre os dois escoamentos coaxiais. Nos escoamentos com razão de velocidades superior a 1, a velocidade axial média no eixo diminuía numa região inicial do escoamento e esta diminuição acentuava-se, ocorrendo mais perto da secção de saída, quando a razão de velocidades aumentava. Para uma intensidade de corte de 0.1 ($U_a/U_{in} = 1.1$) a mistura ocorria por efeito da evolução da esteira observada a jusante do tubo interior. O campo escalar evolui para escoamento completamente estabelecido a uma taxa mais lenta, quando comparado com o campo de velocidade.

A variação longitudinal do campo médio de pressão estática mostrou um aumento súbito na região em que o núcleo central do escoamento interior era absorvido pela camada de mistura entre os escoamentos. Este incremento era mais acentuado para condições de escoamento com maior razão de velocidade e praticamente inexistente no caso das condições com razão de velocidades próxima de 1 ($U_a/U_{in} = 0.8$ e 1.1).

As medições de velocidade axial e concentração efectuadas ao longo do eixo do escoamento, mantendo a razão de velocidades U_a/U_{in} igual a 3.2 e utilizando números de Reynolds 2 e 4× superiores, mostraram que algumas das características do escoamento em posições longitudinais superiores a 1 diâmetro (d_0) do jacto interior dependiam do número de Reynolds. Esta dependência, atribuída à redução das estruturas que caracterizam a camada de corte, manifestou-se no aumento da extensão do núcleo central e na diminuição da intensidade de turbulência axial máxima com o aumento do número de Reynolds.

Os perfis radiais de velocidade axial, mostram que o campo de velocidade axial era semelhante para as condições com razão de velocidade superior a 1 (2, 3.2 e 6.5). A espessura da camada de corte entre os escoamentos aumentava com a razão de velocidades. A intensidade de turbulência axial máxima ocorria em simultâneo com o gradiente axial de velocidade axial máximo, tendo-se observado no caso da razão entre as velocidades axiais máximas do escoamento ser igual a 1.1 que a camada de corte apresentava intensidade de turbulência axial mínima no eixo e máxima nas fronteiras com os escoamentos anelar e interior, assemelhando-se a uma esteira.

No caso da razão de velocidades $U_a/U_{in} = 3.2$, o transporte turbulento radial

de massa ocorria sempre por efeito do gradiente de concentração média. Mas, por outro lado, o transporte turbulento axial de massa ocorria em contragradiente, no caso das condições com intensidade da camada de corte ($|U_a/U_{in} - 1|$) superior a 1, numa região interior do escoamento, após o desaparecimento do núcleo central do escoamento interior. O transporte turbulento de massa ocorria sempre por efeito do gradiente da concentração, quando o escoamento interior apresentava núcleo central e numa uma envolvente radial $r > \pm 0.5R$ quando o escoamento se aproximava de um estado de completo desenvolvimento.

5.2 Sugestões para trabalho futuro

Sugestões para possível trabalho futuro podem acontecer a dois níveis: evolução das técnicas experimentais utilizadas e estudo de outros escoamentos de carácter mais aplicado.

Melhoramentos possíveis do sistema de medida utilizado incluem a conversão de um sistema de medição pontual em medição no plano, i.e. a conjugação das técnicas de PIV (*Particle Image Velocimetry*) e PLIF (*Planar Laser Induced Fluorescence*). O incremento da resolução espacial do sistema e a diminuição da incerteza pela utilização de um sistema de aquisição analógico digital de 16 bits são também aspectos em que podem ser introduzidas melhorias.

A medição simultânea de velocidade e concentração constitui uma ferramenta experimental valiosa no estudo de escoamentos que envolvam misturas turbulentas, e permitiria a simulação de situações de poluição associadas a descargas de poluentes.

Apêndice A

Incerteza da medição de velocidade por LDA

A incerteza na medição de velocidade por anemometria laser *Doppler* está associada às características do *frequency shifter*, sistema de aquisição de dados, contador, e aos parâmetros intervenientes no factor de conversão da velocimetria, i.e. a frequência da luz laser e o ângulo enre os dois raios laser.

O contador analisa o sinal de velocidade em função da frequência da luz dispersa do volume de controlo e mede o período de tempo T , escrito sob a forma $Tm \times 2^{EXP-3}$, de N ciclos que converte na frequência *Doppler* do sinal (F_D),

$$F_D = \frac{N}{Tm \times 2^{EXP-3} \times (1 \times 10^{-9})s} \tag{A.1}$$

O valor do período é escrito em binário, e enviado para a placa do sistema de aquisição de dados. Não existe erro associado à digitalização, porque nem o contador nem a placa efectuam qualquer conversão analógica-digital, e a incerteza na determinação do período fixada pela resolução do relógio (*timer*), $\pm$ 1 ns, do contador. A placa interpreta o sinal enviado pelo contador, convertendo-o através de

$$F_D = \frac{N}{Tm \times 2^{EXP-3}} \times 8000 \tag{A.2}$$

em que 8000 é um coeficiente associado ao tipo de contador (TSI, 1990C).

Para cada sinal de velocidade de uma partícula que atravessa o volume de controlo (*burst*), a frequência deste sinal é convertida pela placa de velocimetria numa velocidade,

$$U = (F_D - F_S) \times \delta \tag{A.3}$$

em que F_S é a frequência desviatória (*shift*) e δ o factor de conversão da velocimetria dado por

$$\delta = \frac{\lambda}{2sen\,(\theta/2)} \tag{A.4}$$

sendo λ o comprimento de onda dos raios laser e $\theta/2$ o meio ângulo de intersecção dos raios.

Na tabela A.1 apresentam-se os valores das incertezas das variáveis de (A.3). A incerteza na frequência *Doppler* era igual a uma percentagem do valor calculado, função da resolução do relógio do contador, do tempo do *burst* e do número de ciclos (N=8, nas medições efectuadas). A incerteza no valor da frequência desviatória era igual a ±4 kHz, resolução da célula de Bragg. Obteve-se a incerteza no factor de conversão δ a partir de uma incerteza de 0.0015 rad no meio ângulo de intersecção dos raios, correspondente à incerteza de ±0.5 mm na medição do espaçamento entre os raios. Sendo o factor de conversão $\delta = 2.5077$ m/s/(Hz), esta incerteza traduzia-se numa incerteza relativa de 0.015.

Variável	Incerteza
F_D	$0.001T^{-1}F_D$ (MHz)
F_S	0.004 (MHz)
δ	0.038 m/s/(Hz)

Tabela A.1: Incerteza das variáveis de A.3

Utilizando uma formulação de RQSQ (equação 2.8), a incerteza na velocidade (U_u) foi estimada em

$$U_u = U\sqrt{\left(\frac{0.001}{64000\,(F_D - F_S)}\right)^2 + \left(\underbrace{\frac{U_\delta}{\delta}}_{0.015}\right)^2 + \left(\frac{0.004}{F_D - F_S}\right)^2} \tag{A.5}$$

Para os valores de frequência *Doppler* e desviatória usuais, verificou-se que a parcela dominante correspondia à incerteza associada ao cálculo do factor de conversão da velocimetria, e que a incerteza relativa na velocidade medida era igual a 1.5 %.

Apêndice B

Conservação de massa no escoamento de jactos coaxiais

O escoamento de jactos coaxiais utilizado no presente estudo, porque é confinado, permite obter uma estimativa da qualidade geral dos resultados através da verificação da conservação de massa.

	Condição				
x/d_0	1	2	3	4	5
0.14	9.40	9.78	9.96	11.22	9.09
1	9.07	9.73	9.55	11.18	8.92
2	9.24	10.14	9.82	10.98	7.37
4	9.13	10.17	9.59	11.23	8.96
8	9.66	9.81	9.70	11.22	9.04
16	9.71	10.38	9.69	11.45	8.55
32	9.43	9.70	9.62	11.38	8.65
64	9.37	9.55	9.12	10.93	8.57
100	9.81	8.93	9.43	11.20	9.30
Caudal médio calculado $[10^{-4}m^3/s]$	9.43	9.79	9.61	11.20	8.58
Desvio do caudal médio [%]	2.6	4.1	2.4	1.4	7.5
Caudal rotâmetros $[10^{-4}m^3/s]$	9.79	10.14	9.96	11.66	9.49
Caudal calculado/Caudal rotâmetros [%]	96.3	96.5	96.5	96.1	90.4

Tabela B.1: Conservação de caudal

A determinação do caudal escoado na secção de teste foi efectuada por integração dos perfis radiais de velocidade axial. Para cada condição a tabela B.1 mostra os caudais obtidos nas 9 secções estudadas, o caudal médio calculado e respectivo desvio-padrão, e o caudal conforme medido nos rotâmetros. Verifica-se um desvio-padrão máximo de 7.5 % no caso da condição 5, e um valor médio

BIBLIOTECA FE PORTO

	Condição				
x/d_0	1	2	3	4	5
0.14	2.37	3.78	6.24	9.83	1.15
1	2.05	3.61	5.97	10.61	0.72
2	1.94	4.07	6.27	10.63	0.43
4	1.59	3.85	6.27	10.01	0.33
8	1.54	3.85	6.34	11.87	0.36
16	1.81	3.88	6.66	12.99	0.41
32	1.61	3.52	5.39	13.30	0.20
64	1.34	3.19	5.88	11.42	0.28
100	1.54	3.02	5.17	10.55	0.26
Fluxo de rodamina B calculado $[10^{-3}mg/s]$	1.75	3.64	6.02	11.24	0.45
Desvio do fluxo de rodamina B [%]	17.2	8.9	7.5	10.5	59.1
Fluxo de rodamina B injectado $[10^{-3}mg/s]$	2.37	3.78	6.24	9.83	1.15
Fluxo calculado/fluxo injectado [%]	73.8	96.3	96.5	-	39.1

Tabela B.2: Conservação de fluxo de escalar

entre 90.4 e 96.5 % do valor lido directamente nos rotâmetros, para a mesma condição. Isto seria de esperar, porque para esta condição o caudal do jacto interior corresponde ao valor mínimo em que é aconselhável utilizar o rotâmetro.

Foi igualmente calculado o fluxo de rodamina B (tabela B.2) e a penúltima linha da tabela é a estimativa da quantidade de rodamina B escoada por segundo no interior da secção de teste, assumindo o valor da intensidade de fluorescência medida na primeira secção do escoamento como correspondente à concentração inicial de 0.04 mg/L. O cálculo do fluxo de rodamina B é afectado pela incerteza elevada do caudal. Verifica-se que ao pequeno valor do caudal do jacto interior, corresponde uma incerteza inicial da concentração de rodamina B elevada, assim como uma concentração pequena após a mistura total (ver tabela 4.6). Por estas razões a condição 5 é aquela que apresenta maior desvio dos valores calculados. Para a condição 4, o fluxo de rodamina B médio das 9 secções de medida foi superior ao valor na secção inicial, razão pela qual não se apresenta este valor na tabela.

Em todas as condições o fluxo de escalar calculado diminui para jusante, o que mostra a dificuldade de manter a fiabilidade dos resultados com o aumento da diluição. Os valores medidos nas secções mais a jusante ($x/d_0 = 64$ e 100) são inferiores aos da condição inicial, à excepção da condição 4. No caso da condição 5, além da recirculação observada para montante da secção inicial do escoamento, que explica a dimuição brusca do fluxo de rodamina B entre $x/d_0 = 0.14$ e $x/d_0 = 1$ ou 2, nas últimas secções de medida as voltagens de fluorescência medida eram muito próximas dos limites de sensibilidade do equipamento.

BIBLIOTECA F.E. PORTO

Bibliografia

K. Akselvoll and P. Moin. Large-eddy simulation of turbulent confined coannular jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 315:387–411, 1996.

J. D. Anderson, Jr. *History of Aerodynamics.* Cambridge University Press, UK, 1997.

C. André, R. David, J. N. Gence, and J. Villermaux. Measurements of concentration fluctuations during mixing in a stirred tank and in a channel flow by laser induced fluorescence spectroscopy. In *Proceedings Of. 7th European Conference on Mixing*, Bourges, September 1991.

F. Anselmet and R. A. Antonia. Joint statistics between temperature and its dissipation in a turbulent jet. *Physics of Fluids*, 28(4):1048–1054, April 1985.

R. A. Antonia and R. W. Bilger. The heated round jet in a coflowing stream. *AIAA Journal*, 14(11):1541–1547, November 1976.

R. A. Antonia and J. Mi. Temperature dissipation in a turbulent round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 250:531–551, 1993.

C. Arcoumanis, J. J. McGuirk, and J. M. L. M. Palma. On the use of fluorescent dyes for concentration measurements in water flows. *Experiments in Fluids*, 10:177–180, 1990.

H. A. Becker. Mixing, concentration fluctuations, and marker nephelometry. In B. E. Launder, editor, *Studies in Convection*, volume 2, pages 45–139. Academic Press, 1977.

H. A. Becker, H. C. Hottel, and G. C. Williams. On the light-scatter technique for the study of turbulence and mixing. *Journal of Fluid Mechanics*, 30:259–284, 1967.

L. H. Benedict and R. D. Gould. Uncertainty estimates for any turbulence statistic. In *Proceedings of the 8th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 1996.

A. Bennani, J. Lièvre, and J.-N. Gence. Sur une étude comparative des méthodes de mesure de fluctuations de concentration par conductimétrie et par fluorescence induite par laser dans les écoulements turbulents en milieu aqueux. *Comptes Rendus Academie des Sciences de Paris*, 310(Série II):453–457, 1990.

I. B. Berlman. *Handbook of Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules.* Academic Press, 2nd edition, 1971.

P. Bradshaw. The effect of wind-tunnel screens on nominally two-dimensional buondary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 22:679–687, 1965.

P. Bradshaw. Turbulence: The chief outstanding difficulty of our subject. *Experiments in Fluids*, 16:203–216, 1994.

K. A. Buch and W. J. A. Dahm. Experimental study of the fine-scale structure of conserved scalar mixing in turbulent shear flows. part 2. Sc=1. *Journal of Fluid Mechanics*, 364:1–29, 1998.

K. Jr. A. Buch and W. J. A. Dahm. Experimental study of the fine-scale structure of conserved scalar mixing in turbulent shear flows. part 1. Sc»1. *Journal of Fluid Mechanics*, 317:21–71, 1996.

F. Caldas, P. Ferrão, M. V. Heitor, and M. Matos. On the analysis of turbulent scalar mixing in coaxial jet flows. In *Proceedings of the 9th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, pages 17.3.1 – 17.3.9, Lisboa-Portugal, July 13-16 1998.

H. J. Catrakis and P. E. Dimotakis. Mixing in turbulent jets: scalar measures and isosurface geometry. *Journal of Fluid Mechanics*, 317:369–406, 1996.

F. H. Champagne and I. J. Wygnansky. An experimental investigation of coaxial turbulent jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 14:1445–1464, 1971.

R. Chevray and N. K. Tutu. Intermitency and preferential transport of heat in a round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 88:133–160, 1978.

H. W. Coleman and W. G. Steele. *Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers.* John Wiley & Sons, 1989.

W. A. Dahm, C. E. Friedler, and G. Tryggvason. Vortex structure and dynamics in the near field of a coaxial jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 241:371–402, 1992.

W. J. A. Dahm and P. E. Dimotakis. Measurements of entrainment and mixing in turbulent jets. *AIAA Journal*, 25(9):1216–1223, September 1987.

W. J. A. Dahm, K. B. Southerland, and K. A. Buch. Four-dimensional laser induced fluorescence measurements of conserved scalar mixing in turbulent flows. In *Proceedings of the 5th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 1990.

W. J. A. Dahm, K. B. Southerland, and K. A. Buch. Direct, high resolution, four-dimensional measurements of the fine scale structure of Sc»1 molecular mixing in turbulent flows. *Physics of Fluids*, A 3(5):1115–1127, May 1991.

Dantec. *Dantec Users Course*, 1986.

T. E. Diller and C. L. Tien. Temperature and heat flux measurement. In J. A. Schetz and A. E. Fuhs, editors, *Handbook of Fluid Dynamics and Fluid Machinery*, volume II: Experimental and Computational Fluid Dynamics, chapter 15.10, pages 1053–1064. John Wiley & Sons, Inc., 1996.

D. R. Dowling and P. E. Dimotakis. Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 218:109–141, 1990.

D. Durão and J. H. Whitelaw. Turbulent mixing in the developing region of coaxial jets. *Transactions of the ASME-Journal of Fluids Engineering*, pages 467–473, September 1973.

F. Durst, A. Melling, and J. H. Whitelaw. *Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry.* Academic Press, London, 1981.

F. Durst and F. Schmitt. Joint laser-doppler/laser-induced fluorescence measurements in a turbulent jet. In *Proceedings of the 2nd International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1984.

J. G. M. Eggels, F. Unger, M. H. Weiss, J. Westerweel, R. J. Adrian, R. Friedrich, and F. T. M. Nieuwstadt. Fully developed turbulent pipe flow: A comparison between direct numerical simulation and experiment. *Journal of Fluid Mechanics*, 268:175–209, 1994.

P. Ferrão and M. V. Heitor. Simultaneous velocity and scalar measurements in premixed flames. *Experiments in Fluids*, 24:399–407, 1998.

H. B. Fischer, E. J. List, R. C. Y. Koh, J. Imberger, and N. H. Brooks. *Mixing in Inland and Coastal Waters.* Academic Press, 1979.

G. A. Fleming and J. M. Kuhlman. Experimental investigation of fringe divergence errors in laser velocimetry measurements. *AIAA Journal*, 32(10): 2030–2035, 1994.

S. Gaskey, P. Vacus, R. David, and J. Villermaux. A method for the study of turbulent mixing using fluorescence spectroscopy. *Experiments in Fluids*, 9: 137–147, 1990.

M. M. Gibson. Hydrodynamics of confined coaxial jets. In N. P. Cheremisinoff, editor, *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, volume 2: Dynamics of Single-Fluid Flows and Mixing, chapter 14, pages 367–390. Gulf Publishing Company, 1986.

R. J. Goldstein. *Fluid Mechanics Measurements.* Taylor & Francis, 2nd edition, 1996.

G. G. Guilbault. *Practical Fluorescence.* Marcel Dekker, Inc, 2nd edition, 1990.

Instituto Português da Qualidade. *Vocabulário Internacional de Metrologia*, 2nd edition, 1996.

F.A. Jenkins and H.E. White. *Fundamentals of Optics.* McGraw-Hill, 4th edition, 1981.

B. V. Johnson and J. C. Bennett. Mass and momentum transport experiments with confined coaxial jets. Technical Report NASA-CR-165574 e UTRC Report R81-915540-9, 1981.

B. V. Johnson and J. C. Bennett. Statistical characteristics of velocity, concentration, mass transport and momentum transport for coaxial jet mixing in a confined duct. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 106: 121–127, January 1984.

J. P. Johnston. *Internal Flows*, volume 12, chapter 3, pages 109–169. Springer-Verlag, 2nd edition, 1978.

P. S. Karasso and M. G. Mungal. Scalar mixing and reaction in plane liquid shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 323:23–63, 1996.

P. S. Karasso and M. G. Mungal. Mixing and reaction in curved liquid shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 334:381–409, 1997.

G. F. King, J. C. Dutton, and R. P. Lucht. Instantaneous, quantitative measurements of molecular mixing in the axisymmetric jet near field. *Physics of Fluids*, 11(2):403–416, February 1999.

N. W. M. Ko and H. Au. Initial region of subsonic coaxial jets of high mean-velocity ratio. *Journal of Fluids Engineering*, 103:335–338, June 1981.

N. W. M. Ko and A. S. H. Kwan. The initial region of subsonic coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 73:305–332, 1976.

S. Komori, T. Kanzaki, and Y. Murakami. Simultaneous measurements of instantaneous concentrations of two species being mixed in a turbulent flow by using a combined laser-induced fluorescence and laser-scattering technique. *Physics of Fluids*, A 1(2):349–352, February 1989.

M. Koochesfahani. *Experiments on Turbulent Mixing and Chemical Reactions in a Liquid Mixing Layer.* PhD thesis, California Institute of Technology, 1984.

M. M. Koochesfahani and P. E. Dimotakis. Laser-induced fluorescence measurements of mixed fluid concentration in a liquid plane shear layer. *AIAA Journal*, 23(11):1700–1707, November 1985.

M. M. Koochesfahani and P. E. Dimotakis. Mixing and chemical reactions in a turbulent liquid mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 170:83–112, 1986.

J. R. Lakowicz. *Principles of Fluorescence Spectroscopy.* Plenum Press, New York, 1983.

J. Laufer. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. Technical report, NACA, 1954.

A. H. Lefebvre. *Atomization and Sprays.* Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989.

F. Lemoine, M. Wolff, and M. Lebouché. Simultaneous concentration and velocity measurements using combined laser-induced fluorescence and laser doppler velocimetry: Application to turbulent transport. *Experiments in Fluids*, 20: 319–327, 1996.

F. Lemoine, M. Wolff, and M. Lebouché. Experimental investigation of mass transfer in a grig-generated turbulent flow using combined optical methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(14):3255–3266, 1997.

E. J. List. Environmental fluid mechanics. In J. L. Lumley, A. Acrivos, L. G. Leal, and S. Leibovich, editors, *Research Trends in Fluid Dynamics (Report from the United States National Committee on Theorectical and Applied Mechanics)*, pages 148–166. AIP Press, New York, 1996.

J. N. Miller, editor. *Standards in Fluorescence Spectrometry. Ultraviolet Spectrometry Group*, volume 2. Chapman and Hall, 1981.

P. L. Miller and P. E. Dimotakis. Reynolds number dependence of scalar fluctuations in a high Schmidt number turbulent jet. *Physics of Fluids*, A 3(5): 1156–1163, May 1991.

P. L. Miller and P. E. Dimotakis. Measurements of scalar power spectra in high Schmidt number turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 308:129–146, 1996.

R. J. Moffat. Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1:3–17, 1988.

T. B. Nickels and A. E. Perry. An experimental and theorectical study of the turbulent coflowing jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 309:157–182, 1996.

F. K. Owen. Measurements and observations of turbulent recirculating jet flows. *AIAA Journal*, 14(11):1556–1562, 1976a.

F. K. Owen. Simultaneous laser measurements of instantaneous velocity and concentration in turbulent mixing flows. In *AGARD N. 193, Applications of Non-Intrusive Instrumentation in Fluid Flow Research*, 1976b.

P. N. Papanicolaou and E. J. List. Statistical and spectral properties of tracer concentration in round buoyant jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30(10):2059–2071, 1987.

P. N. Papanicolaou and E. J. List. Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 195:341–391, 1988.

D. A. Papantoniou. *Observations in Turbulent Buoyant Jets by Use of Laser Induced Fluorescence.* PhD thesis, California Institute of Technology, 1986.

B. R. Patel. Internal flows. In J. A. Schetz and A. E. Fuhs, editors, *Handbook of Fluid Dynamics and Fluid Machinery*, volume I: Fundamentals of Fluid Dynamics, pages 483–543. John Wiley & Sons, Inc., 1996.

H. Rehab, E. Villermaux, and E. J. Hopfinger. Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 345:357–381, 1997.

H. Rehab, E. Villermaux, and E. P. Hopfinger. Geometrical effects on the near-field flow structure of coaxial jets. *AIAA Journal*, 36(5):867–869, 1998.

R. C. Reid, J. M. Prausnitz, and B. E. Poling. *The Properties of Gases and Liquids.* McGraw-Hill International Editions, 4 th edition, 1988.

M. M. Ribeiro and J. H. Whitelaw. Turbulent mixing of coaxial jets with particular reference to the near-exit region. *Transactions of the ASME-Journal of Fluids Engineering*, pages 284–29, June 1976.

M. M. Ribeiro and J. H. Whitelaw. Coaxial jets with and without swirl. *Journal of Fluid Mechanics*, 96:769–795, 1980.

H. Rouse and S. Ince. *History of Hydraulics.* Dover Publications Inc., New York, 1957.

H. Schlichting. *Boundary Layer Theory.* McGraw-Hill, 7th edition, 1987.

E. J. Shaughnessy and J. B. Morton. Laser light-scattering measurements of particle concentration in a turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 80:129–148, 1977.

T. W. Simon and R. J. Goldstein. Random error, systematic error and calibration. In J. A. Schetz and A. E. Fuhs, editors, *Handbook of Fluid Dynamics and Fluid Machinery*, volume II: Experimental and Computational Fluid Dynamics, chapter 15.1, pages 923–931. John Wiley & Sons, Inc., 1996.

K. B. Southerland, J. R. Porter III, W. J. A. Dahm, and K. A. Buch. An experimental study of the molecular mixing process in an axisymmetric laminar vortex ring. *Physics of Fluids*, A 3(5):1385–1392, May 1991.

W. H. Stevenson, R. Santos, and S. C. Mettler. Fringe mode flourescence velocimetry. In *AGARD N.193, Applications of Non-Intrusive Instrumentation to Flow Research*, 1976.

S. Tavoularis. Techniques for turbulence measurement. In N. P. Cheremisinoff, editor, *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, volume 2: Dynamics of Single-Fluid Flows and Mixing, chapter 36, pages 1207–1255. Gulf Publishing Company, 1986.

B. N. Taylor and C. E. Kuyatt. Guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of NIST measurement results. Technical Report NIST Technical Note 1297, National Institut of Standards and Technology, 1994.

H. Tennekes and J. L. Lumley. *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, 1972.

C. Tong and Z. Warhaft. Passive scalar dispersion and mixing in a turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 292:1–38, 1995.

E. Villermaux and H. Rehab. Mixing in coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 425:161–185, 2000.

E. Villermaux, H. Rehab, and E. J. Hopfinger. Breakup régimes and self-sustained pulsations in coaxial jets. *Meccanica*, 29:393–401, 1994.

D. A. Walker. A fluorescence technique for measurements of concentration in mixing liquids. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 20:217–224, 1987.

D. T. Walker and W. G. Tiederman. The concentration field in a turbulent channel flow with polymer injection at the wall. *Experiments in Fluids*, 8: 86–94, 1989.

F. M. White. *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill International Editions, 2nd edition, 1986.

G. Wild, J.-C. André, M. Grandclaudon, N. Midoux, and J.-C. Charpentier. Méthodes et instrumentation photophysiques pour le génie des procédés. *Entropie*, 137/138:69–85, 1987.

J. Zhu and T.-H. Shih. A numerical study of confined turbulent jets. *Transactions of the ASME-Journal of Fluids Engineering*, 116:702–706, December 1994.

FACULDADE DE ENGENHARIA
UNIVERSIDADE DO PORTO
BIBLIOTECA
0000056039