



SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE TURBULENTA EM FLUIDOS NÃO NEWTONIANOS TIPO LEI DE POTENCIA

Leonardo José Castellanos Gonzalez

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire
Juliana Braga Rodrigues
Loureiro

Rio de Janeiro
Maio de 2018

SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE TURBULENTA EM FLUIDOS NÃO
NEWTONIANOS TIPO LEI DE POTENCIA

Leonardo José Castellanos Gonzalez

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO
ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE
ENGENHARIA (COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE
JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA
MECÂNICA.

Examinada por:

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.

Prof. Juliana Braga Rodrigues Loureiro, D.Sc.

Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.

Prof. Fábio Antonio Tavares Ramos, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
MAIO DE 2018

Castellanos Gonzalez, Leonardo José

Separação da Camada Limite Turbulenta em Fluidos Não Newtonianos tipo lei de Potencia/Leonardo José Castellanos Gonzalez. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2018.

XVI, 102 p.: il.; 29, 7cm.

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Mecânica, 2018.

Referências Bibliográficas: p. 98 – 101.

1. Separação de camada limite. 2. Fluidos não newtonianos. 3. turbulência. 4. Anemometria Laser Doppler. 5. Velocimetria por imagem de partículas. I. Silva Freire, Atila Pantaleão *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

*A meus pais José e Martha,
quem desde a distância sempre
estiveram presentes e para quem
dedico este logro.*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE TURBULENTA EM FLUIDOS NÃO NEWTONIANOS TIPO LEI DE POTENCIA

Leonardo José Castellanos Gonzalez

Maio/2018

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire
Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Programa: Engenharia Mecânica

O presente estudo apresenta uma análise teórica experimental do comportamento de escoamentos turbulentos de fluidos newtonianos e não newtonianos tipo lei de potência submetidos a um gradiente adverso de pressão. Embora o estudo deste fenômeno constitui um tema de pesquisa de grande importância industrial, modelos e dados experimentais que o descrevem são limitados, isto posto, o propósito do trabalho é contribuir para uma melhor compreensão dos mecanismos que regem o comportamento geral deste tipo de escoamentos. Dentro deste contexto conduziram-se extensas campanhas de medição empregando a princípio, a técnica de velocimetria por imagem de partículas para caracterizar e obter dados do comportamento global dos escoamentos. Posteriormente, e com o intuito de debelar a estrutura da camada limite, particularmente na região adjacente a parede, medições com anemometria laser Doppler foram realizadas em várias estações, localizadas antes e durante a separação. Para realizar os testes foi projetado e construído, um túnel d'Água bidimensional, com uma seção de teste feita de acrílico transparente. Três geometrias foram analisadas: A primeira, um degrau com uma com uma razão de aspecto de 2:1 e a seguir duas rampas suaves com inclinação de 15 e 30 graus, respectivamente. Para o caso não newtoniano, foi usada uma solução aquosa de Carboximetilcelulose de sódio, o qual após ensaios em reômetro apresentou um comportamento totalmente reofluidificante. Os procedimentos implementados contribuíram na obtenção de novos dados experimentais para a caracterização deste fenômeno, introduzindo uma nova teoria no estudo da separação analisando além da tensão cisalhante na parede, a influência da turbulência e do número de Reynolds na posição do ponto de separação e recolamento da camada limite turbulenta.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

TURBULENT BOUNDARY LAYER SEPARATION OF NON-NEWTONIAN POWER LAW FLUIDS

Leonardo José Castellanos Gonzalez

May/2018

Advisors: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Department: Mechanical Engineering

The present study presents an experimental and theoretical analysis of the behavior of turbulent flows of Newtonian and non-Newtonian power law fluids subjected to and adverse pressure gradient. Although the study of this phenomenon is a topic of research of great industrial importance, models and experimental data that describe it are limited, thus, the purpose of the work is to contribute to a better understanding of the mechanisms that govern the general behavior of this type of flows. Within this context, extensive measurement campaigns were conducted using, at the beginning, the particle image velocimetry technique to characterize and obtain data of the global behavior of the flows. Later, in order to understand the boundary layer structure, particularly in the region adjacent to the wall, measurements with laser Doppler anemometry were performed at several stations, located before and during separation. To perform the tests, a two-dimensional water tunnel was designed and built with a test section made of transparent acrylic. Three geometries were analyzed: the first, a backward facing step with an aspect ratio of 2: 1 and finally two smooth ramp with slopes of $\theta = 15^\circ$ e 30° , respectively. For the non-Newtonian case, a sodium Carboxymethyl cellulose aqueous solution was used, which, after some rheometer tests, showed a totally shear thinning behavior. The implemented procedures contributed to obtaining new experimental data for the characterization of this phenomenon, introducing a new theory in the study of the separation analyzing, besides the shear stress at the wall, the influence of the turbulence and the Reynolds number in the position of the point of separation and re-attachment of the turbulent boundary layer.

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xiv
Lista de Símbolos	xv
Lista de Abreviaturas	xvi
1 Introdução	1
2 Revisão de Conceitos	5
2.1 Camada Limite	5
2.2 Camada Limite Turbulenta	6
2.3 Camada Limite com Gradiente de Pressão Adverso	8
2.4 Classificações dos fluidos	11
2.4.1 Fluidos Newtonianos	12
2.4.2 Fluidos Não-Newtonianos	12
2.5 Modelos Reológicos	13
2.5.1 Modelo lei de potencia	13
2.5.2 Modelo de Carreau-Yasuda	15
2.5.3 Modelo de Cross	15
2.5.4 Modelo de Herschel-Bulkley	16
2.6 Visualização experimental de escoamentos	16
2.6.1 Anemometria Laser Doppler ALD	17
2.6.2 Velocimetria por imagem de partícula VIP	22
3 Formulação do problema	25
4 Metodologia	30
4.1 Aparato experimental	32
4.1.1 Seção de teste	32
4.1.2 Bocal	34
4.1.3 Câmara de Estabilização	36

4.1.4	Difusor	37
4.1.5	Circuito Hidráulico	39
4.1.6	Controle de vazão	41
4.2	Construção e operação do sistema	42
4.3	Controle da temperatura	45
4.4	Descrição dos testes	46
4.4.1	Caracterização dos fluidos	48
4.4.2	Configuração do VIP	50
4.4.3	Configuração do Sistema ALD	54
5	Resultados	59
5.1	Caracterização do aparato experimental	59
5.2	Escoamento sem separação	64
5.3	Escoamento com separação	67
5.3.1	Campos de velocidade média	69
5.3.2	Campo turbulento	81
5.3.3	Tensão Cisalhante na parede	86
5.3.4	Validade do perfil de Goldstein	91
6	Conclusões	94
6.1	Trabalhos futuros	96
	Referências Bibliográficas	98

Lista de Figuras

2.1	Transição da camada Limite	6
2.2	Estrutura da camada limite turbulenta	7
2.3	Classificação dos fluidos	11
2.4	Representação do modelo Lei de Potência	14
2.5	Representação do modelo Carreau Yasuda	15
2.6	Princípio de funcionamento da anemometria laser doppler	17
2.7	Cruzamento dos feixes do ALD gerando um volume de controle	18
2.8	Medição da velocidade do escoamento mediante a detecção de partículas inseridas no fluido previamente com a técnica de anemometria laser doppler	19
2.9	Ilustração da técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas	23
2.10	Aplicação da correlação cruzada normalizada na Velocimetria por Imagem de Partículas	24
4.1	Tipos de geometria utilizados no estudo da separação da camada limite	31
4.2	Desenho da geometria usada na seção de teste	32
4.3	Forma do Bocal.	35
4.4	Coefficiente de perda de carga para diferentes tipos de colmeia	37
4.5	Geometria da malha utilizada no projeto	38
4.6	Desenho pictórico do difusor	38
4.7	Esquema dos componentes do aparato experimental	40
4.8	Forma de instalação do medidor de vazão eletromagnético	42
4.9	Canal montado	45
4.10	Valvulas de escape de ar	46
4.11	Geometrias usadas nas medições de VIP	47
4.12	Equipamento utilizado na medição das propriedades reológicas dos fluidos.	49
4.13	Desenho ilustrativo da configuração do sistema de velocimetria por imagem de partículas	51
4.14	Adaptative PIV	53
4.15	Diagrama de configuração do sistema ALD	54

4.16	Expansor de raios utilizado na medição com VLD	55
4.17	Posicionamento da sonda no sistema VLD	57
4.18	Histograma de distribuição instantanea de velocidade tomada do software BSA flow	58
5.1	Perfis de velocidade medidos com velocimetria por imagem de partículas na geometria do degrau para $Re_h = 38000$	61
5.2	Linhas de corrente do escoamento sobre degrau para as duas vazões testadas a) $Re_h = 20300$ e b) $Re_{MR} = 38000$	62
5.3	Mapa de contorno de cores das flutuações de velocidade a) u'/U_∞ e b) v'/v_∞ para $Re_h = 38000$ obtido das medições com velocimetria por imagem de partículas	63
5.4	Comparação das flutuações de velocidade longitudinal e transversal do escoamento no degrau para $Re_h = 38000$. No eixo das abissas encontra-se a magnitude de u'/U_∞ e v'/V_∞ , e nas ordenas a distancia perpendicular a parede y/h nas posições a) $x/h = 1,5$, b) $x/h = 3$ e c) $x/h = 6,5$	65
5.5	Mapa de contorno de cores da componente horizontal da velocidade (u) medida com velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 15°	66
5.6	Comparação dos perfis de velocidade adimensional u/U_∞ ao longo da seção de teste na rampa com inclinação de 15° para $Re_h = 38000$ (-*-) e $Re_h = 20300$ (-◇-).	66
5.7	Caracterização dos fluidos de trabalho usados nas medições com velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30°	70
5.8	Caracterização dos fluidos de trabalho usados nas medições com anemometria laser doppler na rampa com inclinação de 30°	71
5.9	Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 20300$	73
5.10	Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 38000$	73
5.11	Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a traves da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 20300$	74
5.12	Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a traves da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 38000$	74

5.13	Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC ($Re_{MR} = 1950$).	76
5.14	Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC ($Re_{MR} = 4400$).	76
5.15	Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a traves da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC na condição $Re_{MR} = 1950$. Observe-se formação da bolha de separação sobre a superfície horizontal entre $x/h = 5$ e $x/h = 8,5$	77
5.16	Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a traves da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC na condição $Re_{MR} = 4400$. Se observa um claro aumento no tamanho da bolha de recirculação comparado com a mesma vazão para o escoamento de água.	78
5.17	Comparação dos perfis de velocidade media, medidos com velocimetria por imagem de partículas ao longo do canal com inclinação de 30° , nas posições a) $x/h = 2$, b) $x/h = 3$, c) $x/h = 4$ e d) $x/h = 5$. Símbolos abertos representam o escoamento da solução de CMC ($n = 0,734$), e símbolos recheios, o escoamento de água ($n = 1$).	79
5.18	Comparação dos perfis de velocidade media, medidos com velocimetria por imagem de partículas ao longo do canal com inclinação de 30° , nas posições a) $x/h = 6$, b) $x/h = 7$, c) $x/h = 8$ e d) $x/h = 9$. Símbolos abertos representam o escoamento da solução de CMC ($n = 0,734$), e símbolos recheios, o escoamento de água ($n = 1$) . . .	80
5.19	Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) do escoamento de água sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 20300$	83
5.20	Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) para o escoamento de água sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 38000$	83
5.21	Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) para o escoamento da solução de CMC sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_{MR} = 1950$	84

5.22	Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) para o escoamento da solução de CMC sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_{MR} = 4400$	84
5.23	Comparação dos perfis de intensidade turbulenta para as quatro condições testadas com a tecnica de velocimetria por imagem de partículas em água ($n = 1$) e CMC ($n = 0, 73$), a) Antes da expansão, b) No ponto de separação, c) Dentro da região de recirculação e d) No ponto de recolamento.	85
5.24	Caracterização da estrutura da camada limite proxima a parede, para o escoamento de água ($n = 1$) na geometria R30 para $Re_h = 38000$, medidos com anemometria laser doppler.	88
5.25	Velocidade instantânea das partículas passando pelo volume de controle do ALD no ponto de separação para $n = 0, 83$	91
5.26	Caracterização da estrutura da camada limite proxima a parede, para o escoamento da solução de CMC ($n = 0, 86$) na geometria R30 para $Re_{MR} = 9100$, medidos com anemometria laser doppler.	92

Lista de Tabelas

4.1	Dimensões do canal	33
4.2	Propiedades do PMMA	43
4.3	Características do CMC DENVERCEL FG3000	48
4.4	Δt usados para cada vazão medida	52
4.5	Dimensões do volume de controle	56
4.6	Características do posicionador	56
5.1	Propriedades reológicas dos fluidos testados na rampa com inclinação de 30°	68
5.2	Valores da velocidade de atrito (u_τ) para $n = 1$ antes e durante a separação. LPO= Ajuste linear passando pela origem, PO2= Ajuste polinomial de segunda ordem.	89
5.3	Valores da velocidade de atrito u_τ para $n = 0,86$ no ponto de separação ($x/h = 2,3$) e dentro da área de recirculação ($x/h = 4$). LPO= Ajuste linear passando pela origem, PO2= Ajuste polinomial de segunda ordem.	89

Lista de Símbolos

H Altura do degrau, p. 4

Lista de Abreviaturas

VIP	Velocimetria por imagens de partículas, p. 2
VLD	xxxxxxxxxxxxxxxxxx, p. 2

Capítulo 1

Introdução

A Turbulência é frequentemente caracterizada como o último grande problema não resolvido da física teórica clássica. Passados muitos anos de pesquisas, a Turbulência continua sendo um grande desafio para os pesquisadores em razão de instabilidades intrínsecas do escoamento, com flutuações dependentes do tempo e do espaço. A maioria dos escoamentos nas aplicações tecnológicas são turbulentos; por isso é tão importante o seu estudo e a procura de novos métodos que permitam a solução de problemas relacionados a este fenômeno.

Durante os últimos 150 anos, numerosas formas de se modelar e simular os efeitos da turbulência foram desenvolvidas. Anteriormente a estes desenvolvimentos, já se sabia que as discrepâncias entre os resultados teóricos e os experimentos se deviam a desconsideração pelos efeitos das forças viscosas. Entretanto, dado o grau de complexidade das equações que regem o movimento de um fluido – as equações de Navier-Stokes – a única maneira de se descrever um escoamento era à época desconsiderar a influência dos termos viscosos. Como os dois fluidos de maior importância tecnológica, o ar e a água, possuem viscosidade extremamente baixa, era de se esperar que esta hipótese fornecesse bons resultados. Desde que na prática isto não se revela como verdadeiro, o conceito de camada limite permitiu um grande avanço, podendo assim fornecer uma melhor aproximação das condições reais do comportamento de escoamentos, principalmente em regimes turbulentos.

Para os fluidos não-newtonianos ainda não existem teorias completas que expliquem o seu comportamento. Esses fluidos são de grande importância na indústria,

por apresentarem variações na viscosidade com a mudança da taxa de cisalhamento; assim, em determinadas condições, seu escoamento pode incorrer em considerável economia de energia. É por esta razão, entre outras, que eles aparecem em muitas aplicações práticas. Na engenharia, por exemplo, fluidos lubrificantes utilizados na perfuração de poços de petróleo e gás natural, petróleo bruto, plásticos no estado líquido (polímero fundido) alguns fluidos térmicos, lamas de estações de tratamento de águas residuais, todo tipo de lamas provenientes da indústria extrativa etc. apresentam este comportamento, a lista de este tipo de fluidos é de fato muito mais extensa que uma lista com características newtonianas.

Resultados clássicos de camada limite sobre placas planas, com ou sem gradiente de pressão adverso, para fluidos newtonianos podem ser utilizados para estimativas da transição a turbulência, espessura da camada limite, atrito local, determinação do ponto de separação entre outros. No entanto, na presença de escoamentos separados, as hipóteses clássicas não são mais válidas.

O presente trabalho contempla os efeitos combinados de dois problemas clássicos de turbulência em fluidos que são ainda áridos e de difícil solução: a predição da separação da camada limite turbulenta de fluidos não-newtonianos do tipo lei de potência. Apesar de alguns importantes trabalhos terem colaborado na compreensão destes assuntos, até o momento não existem investigações que estudem estes dois temas de maneira acoplada.

Sob o ponto de vista da metodologia adotada, o texto a seguir será dividido em duas partes. Na primeira, se aborda a teoria que compreende os conceitos básicos de camada limite assim como as técnicas de medição e visualização de escoamentos turbulentos a serem utilizadas no transcorrer do projeto. Será apresentada uma pequena revisão bibliográfica dos trabalhos feitos até o momento. A configuração do aparato experimental e os procedimentos de medição que serão adotados na pesquisa assim como os resultados obtidos das campanhas de medição, são também descritos.

As validações experimentais compreendem simulações físicas realizadas em um

canal de água fechado especialmente projetado e construído no âmbito da presente investigação. No canal serão feitas medições através das técnicas de Velocimetria por Imagem de Partículas (VIP) assim como Anemometria Laser-Doppler (ALD). Vale a pena ressaltar que a experimentação é uma peça importante deste trabalho, pois somente através da análise e investigação dos dados experimentais, poderemos avançar no esclarecimento dos pontos levantados.

Objetivos do trabalho

O Objetivo geral do trabalho é caracterizar as propriedades locais e globais de escoamentos separados turbulentos monofásicos de fluidos não-newtonianos do tipo lei de potência sobre uma rampa para diferentes ângulos de inclinação.

Objetivos específicos

- Projetar e construir um canal bidimensional para o ensaio de escoamento de fluidos sujeitos a separação sobre uma rampa.
- Medir campos de velocidade média e instantânea com VIP para escoamentos separados turbulentos monofásicos de fluidos newtonianos sobre a rampa e identificar o ponto de separação e recolamento.
- Caracterizar as propriedades locais de escoamentos turbulentos monofásicos de fluidos newtonianos sobre a rampa. Utilizar a ALD para descrever a estrutura do escoamento próximo ao ponto de separação e comparar os resultados com os perfis de GOLDSTEIN (1948) e de STRATFORD (1959).
- Caracterizar as propriedades globais de escoamentos separados turbulentos monofásicos de fluidos não-newtonianos do tipo lei de potência sobre a rampa. Medir campos de velocidade média e instantânea com VIP e identificar o ponto de separação e recolamento.

- Caracterizar as propriedades locais de escoamentos turbulentos monofásicos de fluidos não-newtonianos do tipo lei de potência sobre a rampa e utilizar a ALD para descrever a estrutura do escoamento próximo ao ponto de separação.
- Estender as teorias de GOLDSTEIN (1948) e de STRATFORD (1959) para fluidos não-newtonianos tipo lei de potência e comparar os resultados de com as novas teorias.

Capítulo 2

Revisão de Conceitos

2.1 Camada Limite

Quando um fluido escoar sobre uma superfície sólida, as partículas imediatamente em contato com a parede aderem à mesma. Se a viscosidade for pequena, o aumento da velocidade, de zero para o valor do escoamento externo, ocorrerá numa região estreita. É nesta camada estreita que as forças de atrito se fazem importantes, retardando o fluido de sua velocidade externa para um completo repouso na parede. Esta região estreita é chamada de camada limite, e sua espessura é normalmente definida como a distância da superfície ao ponto em que a velocidade é 99% da velocidade de corrente livre.

O conceito de camada limite foi introduzido por PRANDTL (1925), que simplificou as bem conhecidas equações de Navier Stokes usando uma análise de ordem de grandeza. Notavelmente, as equações diferenciais parciais (PDE) que regem o movimento tornam-se parabólicas, sendo assim reduzidas para as Eqs. 2.1:

$$\frac{\partial u}{\partial x}u + \frac{\partial u}{\partial y}v = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

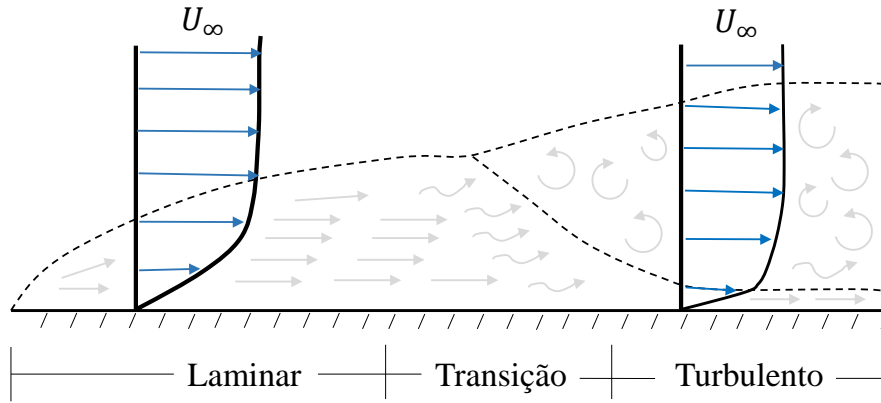


Figura 2.1: Transição da camada Limite

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.3)$$

onde u e v são os componentes da velocidade, ρ é a densidade, p é a pressão, e ν é a viscosidade cinemática do fluido. Estas equações obedecem as seguintes condições de contorno

$$y = 0 \rightarrow u = 0 \quad (2.4)$$

$$y = \delta \rightarrow u = u_\infty \quad (2.5)$$

2.2 Camada Limite Turbulenta

Quando um fluido se movimenta sobre um corpo sólido a altos números de Reynolds, a camada limite que se forma sob os efeitos viscosos pode se tornar turbulenta FREIRE (2002). Neste caso, os efeitos do atrito viscoso sobre o corpo aumentam. A Figura 2.1 mostra as etapas de transição por que passa a camada laminar para



Figura 2.2: Estrutura da camada limite turbulenta

atingir o regime turbulento, para o caso particular de uma placa plana. A primeira fase (I) corresponde ao escoamento em regime laminar. A segunda fase (II) mostra a formação das primeiras instabilidades, junto à parede. Em seguida (fase III), estas ondas se põe a oscilar na direção transversal à placa com um comprimento de onda com máxima taxa de amplificação na direção transversal à placa, dando origem a instabilidades conhecidas como grampos de cabelo. Na sequência (IV), como uma consequência das instabilidades, dos grampos de cabelo surgem as famosas “explosões (bursts)” turbulentas, que representam fortes concentrações de vorticidade as quais geram transportes violentos de matéria da parede para o interior da camada limite. A última fase (V) da transição, ilustrada em detalhe na Figura 2.2, representa uma espécie de reorganização do escoamento em “pontos (spots)” turbulentos com fortes concentrações de energia cinética turbulenta, o que dá ao processo de transição um caráter intermitente. Finalmente a fase (VI) caracteriza a fase completamente turbulenta da camada limite.

A camada limite turbulenta possui então uma estrutura bastante distinta da camada limite laminar (Figura 2.2). Ela possui junto à parede uma camada bastante fina, de espessura $\hat{\delta}$, onde os termos viscosos prevalecem. Acima desta camada e até a espessura $\tilde{\delta}$, a predominância é dos termos turbulentos. Finalmente, na região mais externa, de espessura δ , o domínio é dos termos de inércia. Nesta região, os termos de tensão aparente de Reynolds possuem uma contribuição de ordem superior.

2.3 Camada Limite com Gradiente de Pressão Adverso

Como ocorre no caso da camada limite sobre placa plana de gradiente zero, as camadas limites com gradientes de pressão diferentes de zero podem ser laminares ou turbulentas.

Quando o escoamento na região externa não-viscosa e irrotacional (fora da camada limite) acelera, a velocidade $U(x)$ aumenta, e a pressão $P(x)$ diminui. Este processo é conhecido como gradiente de pressão favorável. É favorável porque a camada limite neste escoamento em aceleração recebe forças de pressão de resistência ao avanço decrescentes e portanto não separa. Quando o escoamento externo desacelera a velocidade $U(x)$ diminui, a pressão $P(x)$ aumenta e se tem um processo inverso com um gradiente de pressão adverso (CENGEL, 2002). Esta última condição não é desejável porque induz a separação.

Assim, para haver separação, é preciso que existam matematicamente e fisicamente certos pontos críticos onde tanto a velocidade média quanto o seu gradiente de pressão sejam nulos. Estes pontos críticos são chamados de ponto de separação e ponto de recolamento. O primeiro acontece quando as linhas de corrente deixam a superfície e o segundo onde as mesmas voltam a aproximar-se da parede. Nesse sentido, quando a separação se faz presente, qualquer tratamento apropriado para escoamento próximo a superfície, depende de três parâmetros essenciais: Gradiente de pressão local na parede, viscosidade e tensão de cisalhamento na região adjacente a parede.

O principal efeito da separação é a mudança da estrutura assintótica da camada limite, como mostrado por GOLDSTEIN (1948) e STRATFORD (1959). Eles sugeriram que na região de separação perto da parede a velocidade não tem mais um comportamento linear e sim polinomial de segundo grau, além neste caso o diferencial de pressão torna-se um parâmetro importante que deve ser tomada em conta. Entretanto, na região, turbulenta mudanças significativas também acontecem

principalmente na forma do perfil de velocidade, apresentando um comportamento polinomial do tipo $y^{1/2}$.

A maioria dos estudos experimentais realizados na área de separação e recolamento da camada limite, hoje, tem sido realizados para escoamentos 2D, em geometrias planas; Dentro de estas geometrias encontramos principalmente, o clasico caso de escoamento sobre degrau "BFS" por sua sigla em inglês, escoamento sobre placas planas, mas recentemente, estudos sobre colinas abruptas tem sido também de grande importância no estudo de este fenômeno. Esses estudos incluem, mas não são exclusivos (KIM *et al.*, 1980) no caso do degrau, CHERRY *et al.* (1984), CASTRO e HAQUE (1987), SIMPSON *et al.* (1981) em placas planas, LOUREIRO (2008) para colinas abruptas, entre muitos outros. Aqui, a bi-dimensionalidade do escoamento médio foi assumida devido à grande razão de aspecto. (Largura do modelo dividida pela altura do passo).

Embora estes tipos de geometrias tenham sido investigados extensivamente nas últimas décadas, a maioria destas pesquisas foram realizadas com medições no domínio do tempo ao em vez do espaço, graças em parte ao maior avanço deste tipo de sistemas de medição.

Até a revisão feita por EATON e JOHNSTON (1981), para escoamento sobre degrau, os principais trabalhos realizados incluíam medições com anemometria fio- quente CHANDRSUDA (1976), KIM *et al.* (1978) , MINH e CHASSAING (1979) KIM *et al.* (1978), anemometria pulsátil KIM *et al.* (1980), EATON e JOHNSTON (1982), BAKER (1977) e anemometria laser doppler SMYTH (1979) , ETHERIDGE e KEMP (1978), BRADSHAW (1966) para várias condições. Neles, graças a alta resolução destas técnicas, especialmente em pontos perto da parede, foram estudados detalhadamente, os efeitos da turbulência, e do gradiente de pressão, no comprimento da região de recirculação, assim como a forma dos perfis de velocidade antes, durante e depois do fenômeno da separação. Esta informação, de fato, permitiu prever de forma mais precisa, escoamentos de grande importância na engenharia.

Posteriormente, SIMPSON *et al.* (1981), mediante medições feitas para um am-

plo rango de velocidades, com ALD, propôs uma série de definições qualitativas sobre o processo de separação da camada limite, com base na fração de tempo em que o escoamento se desloca a montante na zona de recirculação. Ele destaca quatro pontos críticos de maior importância nesse processo, chamados ponto de separação incipiente, separação transitória intermitente, separação transitória e, finalmente, ponto de separação, que ocorre quando a tensão de cisalhamento na parede é zero.

No entanto, algumas estruturas físicas em escoamentos turbulentos e suas dinâmicas têm sido difíceis de investigar com técnicas de medição de ponto único, devido à dificuldade de obter medições multipontos com alta resolução espacial instantaneamente em todo o domínio do escoamento.

Somente durante a última década, alguns estudos de VIP do escoamento *BFS* estão disponíveis. Trabalhos SCARANO e RIETHMULLER (1999) e KOSTAS *et al.* (2002) se destacaram nesta área. Estes trabalhos foram pioneiros na aplicação de algoritmos de correlação cruzada aplicada a escoamentos turbulentos, obtendo por primeira vez, dados instantâneos das duas regiões de recirculação presentes neste tipo de geometria, fornecendo informações quantitativas sobre o campo de velocidade do escoamento, bem como visualizações qualitativas deste fenômeno. Estes dados revelaram uma forte dependência entre o comprimento da região de recirculação (x_r) e o número de Reynolds (Re) com o x_r aumentando a medida que Re aumenta. Em contrapartida, SPAZZINI *et al.* (2001) verificaram que a localização do ponto de separação secundário era pouco dependente do número de Reynolds.

Recentemente no trabalho de LOUREIRO (2008) mediante uma rigorosa campanha de medição que incluía análise da separação em colinas lisas e rugosas, dados do campo de velocidade média e grandezas turbulentas foram analisadas, desenvolvendo uma nova metodologia para o cálculo da tensão na parede para escoamentos com separação baseado em medições ALD refinadas na região adjacente a superfície.

Deve-se observar que todos esses dados experimentais e numéricos foram desenvolvidos considerando como base de estudo, fluidos cuja viscosidade permanece constante sem importar a tensão de cisalhamento a que estão expostos. Pelo contrário,

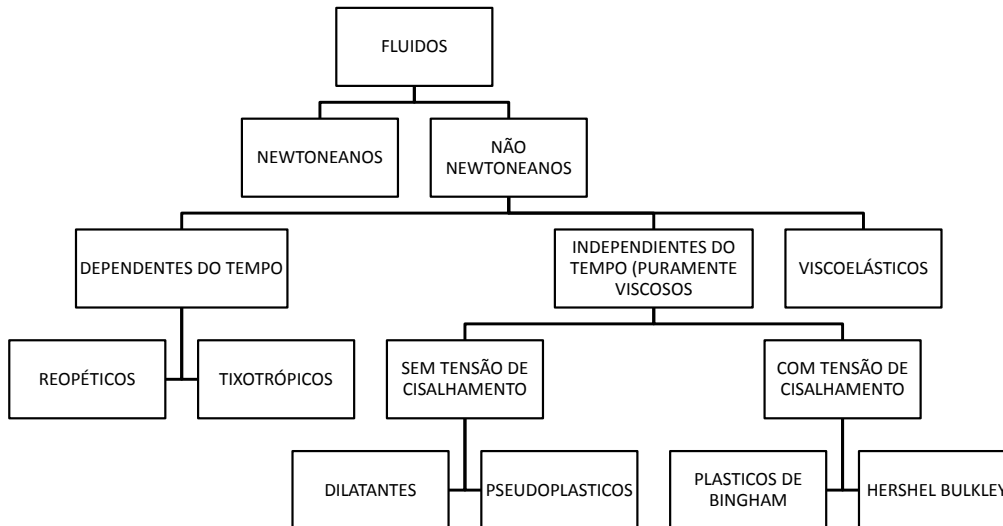


Figura 2.3: Classificação dos fluidos

quando se tem uma variação dessas propriedades, como no caso de fluidos não-newtonianos, em particular, o tipo lei de potência, até agora e para o conhecimento do autor, não há trabalhos que caracterizem esse fenômeno em detalhe.

2.4 Classificações dos fluidos

Os fluidos podem ser classificados seguindo dois critérios: conforme os efeitos observados quando são submetidos à tensão de cisalhamento ou conforme sua resposta à pressão.

Se for conforme a pressão este leva para as definições de compressível ou incompressível. Os líquidos são tratados normalmente como fluidos incompressíveis, e é a sua resposta ao cisalhamento que apresenta maior influência. Enquanto a compressibilidade normalmente influencia as características dos gases. Baseado neste critério, são classificados em newtonianos e não newtonianos.

A Figura 2.3 ilustra a classificação dos fluidos de acordo com o seu comportamento reológico.

2.4.1 Fluidos Newtonianos

A principal característica dos fluidos newtonianos é a proporcionalidade entre a tensão cisalhamento e a taxa de deformação em regime laminar. Estes são definidos como fluidos cuja viscosidade não varia nem com o tempo nem com a taxa de deformação, dependendo somente da temperatura e a pressão. Eles apresentam também uma relação linear entre a tensão e a taxa de deformação, expressa pela Eq. 2.6 (lei de Newton da viscosidade)

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad (2.6)$$

onde γ é a taxa de cisalhamento, μ representa a viscosidade dinâmica absoluta e τ denota a tensão de cisalhamento.

2.4.2 Fluidos Não-Newtonianos

Nos fluidos não-newtonianos, diferente do caso dos fluidos newtonianos a curva taxa de deformação contra tensão de cisalhamento não é linear. Isso ocorre quando a viscosidade aparente não é constante para uma dada temperatura e pressão, dependendo das condições de escoamento, geometria, taxa de deformação, ou mesmo do histórico cinemático do fluido determinado.

Segundo LEAL (2005) estes fluidos podem ser classificados em três grandes grupos:

1. Fluidos independentes do tempo ou puramente viscosos: os fluidos que apresentam taxas de deformação em um ponto so dependente da tensão cisalhante instantânea aplicada nesse ponto.

2. Dependentes do tempo: fluidos onde a viscosidade varia com o tempo de aplicação da taxa de cisalhamento. Eles são classificados em: tixotrópicos (afinantes) quando apresentam uma diminuição da viscosidade aparente com o tempo de atuação de uma taxa de cisalhamento constante até alcançar um equilíbrio, e reopéticos quando o seu comportamento é totalmente oposto aumentando a vis-

cosidade aparente a medida que aumenta ao tempo de atuação de uma taxa de cisalhamento;

3. Viscoelásticos: Fluidos que apresentam propriedades de líquido (viscosas) e sólido (elásticas) ao mesmo tempo.

2.5 Modelos Reológicos

Na literatura podemos encontrar diversos modelos que descrevem matematicamente as propriedades reológicas do fluido, cada um deles sendo aplicado em determinadas condições. A escolha de um modelo adequado é de vital importância para a uma correta representação do comportamento do fluido.

As vezes a escolha do modelo adequado pode-se tornar difícil dependendo a complexidade do comportamento do fluido; a continuação serão apresentados os diferentes modelos e as formas gerais da curva de viscosidade que representam cada um deles.

2.5.1 Modelo lei de potencia

Para fluidos não-newtonianos onde a relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação é representada como uma linha reta quando esta é plotada em coordenadas logarítmicas figura 2.4, se aplica a relação::

$$\tau = \mu (\dot{\gamma})^n \quad (2.7)$$

Onde k e n são dois parâmetros empíricos de ajuste de curva, sendo k o índice de consistência e n o índice de comportamento. Tendo para $n = 1$ comportamento de fluido newtoniano, para n entre 0 e 1 o fluido é reofluidificante e para n maior que 1, o fluido é reoessante.

Os fluidos reofluidificantes são líquidos que apresentam uma diminuição da viscosidade a medida que aumenta a taxa de cisalhamento, de forma mais ou menos pronunciada. Segundo LEAL (2005), este tipo de comportamento é largamente

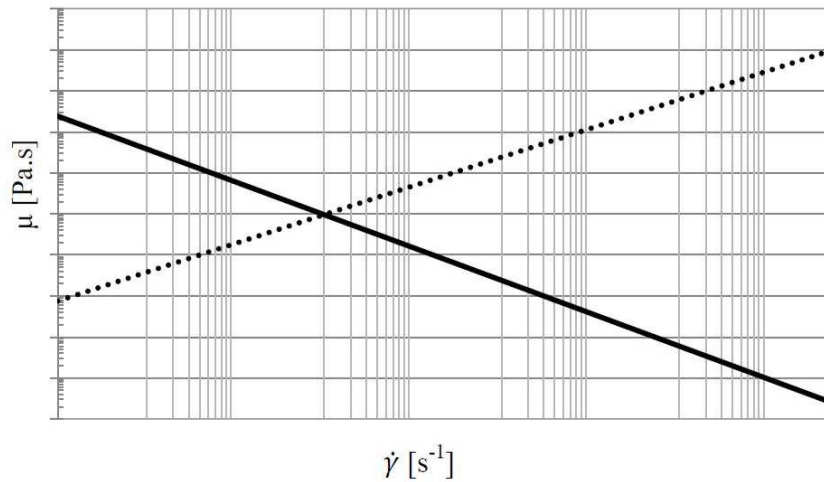


Figura 2.4: Representação do modelo Lei de Potência

encontrado em soluções ou suspensões nas quais grandes moléculas ou pequenas partículas formam agregados de pequena atração ou agrupamentos alinhados que são estáveis qualquer taxa de deformação estabelecida, mas com a capacidade de romper esta ligação com o aumento da taxa de cisalhamento, ou se reordenar e reagrupar com a diminuição da mesma. Para a maior parte dos líquidos reofluídificantes, tal efeito de diminuição da viscosidade com o cisalhamento é reversível e os líquidos recuperam sua viscosidade original quando o cisalhamento nulo.

Do outro lado, os fluidos reoepesantes têm como característica a dependência da viscosidade com a taxa de cisalhamento, onde a viscosidade do fluido, as substâncias têm sua viscosidade aumentada com o aumento da taxa de cisalhamento. Este tipo de comportamento reológico pode ser exibido em partículas sólidas misturadas com líquidos em suspensões altamente concentradas, porém o mesmo só ocorre em situações muito especiais, como em mistura de areia em água e suspensões de amido em solventes orgânicos.

Assim, este modelo tem sua aplicação restrita a uma faixa limitada de cisalhamento, de modo que os valores dos parâmetros empíricos dependem da faixa considerada. Este modelo, também chamado de Modelo Ostwald de Waele, é o mais empregado para a caracterização de fluidos não newtonianos.

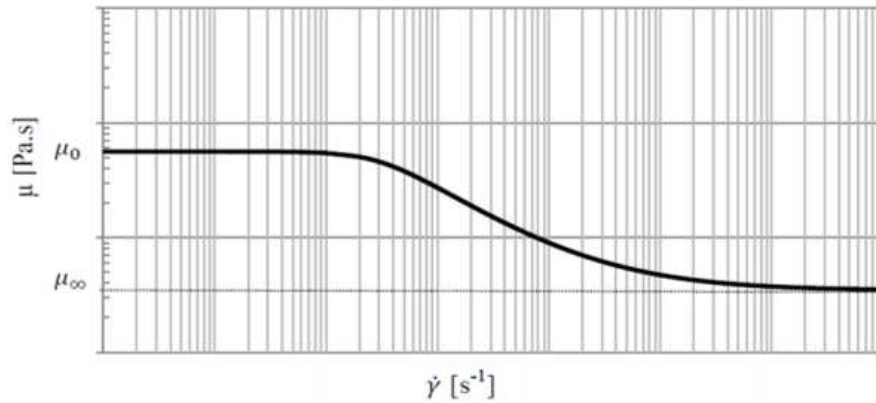


Figura 2.5: Representação do modelo Carreau Yasuda

2.5.2 Modelo de Carreau-Yasuda

Segundo BIRD *et al.* (1987) é uma forma empírica de curva de viscosidade onde num determinado intervalo de taxa de deformação podem ser ajustadas varias curvas reais de viscosidade obtendo uma ótima precisão. Este modelo é representado mediante a equação 2.8:

$$\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = \left[1 + (\dot{\gamma})^a \right]^{\frac{n-1}{a}} \quad (2.8)$$

onde μ_∞ é a viscosidade do primeiro patamar Newtoniano, μ_0 é a viscosidade do segundo patamar Newtoniano e $\dot{\gamma}$ é um parâmetro adimensional que descreve a zona de transição entre o primeiro patamar Newtoniano e a zona de lei de potência. Na Figura 2.5 está representada a curva de tensão cisalhante versus taxa de deformação deste modelo e os seus respectivos patamares.

2.5.3 Modelo de Cross

Representado pela Eq. 2.9, o modelo de Cross pode-se reduzir à lei de potência quando $\mu_\infty \ll \mu \ll \mu_0$ (YASUDA, 2006) sendo assim representado pela seguinte equação:

$$\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = \frac{1}{[1 + (\lambda\dot{\gamma})^m]} \quad (2.9)$$

onde m é um parâmetro adimensional e λ é denota uma constante de tempo.

2.5.4 Modelo de Herschel-Bulkley

Representado segundo Eq. 2.10, o modelo de Herschel-Bulkley é aquele que descreve de uma forma geral todos os fluidos com tensão de cedência NETO (1993). Este modelo pode ser considerado o mais completo de todos os modelos reológicos, já que mostra como resultado modelos mais precisos de comportamento reológico quando se dispõe de dados experimentais adequados. A sua equação engloba três parâmetros principais: O limite de escoamento real, índice de consistência, que indica o grau de resistência do fluido ao escoamento e, o índice que indica a proximidade do fluido do modelo Newtoniano, ou em outras palavras, se o seu valor e 1, o comportamento do fluido está próximo do Newtoniano.

Como resultado de uma generalização do fluido de Bingham geralmente este modelo é representado como:

$$\tau = k_c(\dot{\gamma})^n \tau_0 \quad (2.10)$$

2.6 Visualização experimental de escoamentos

A visualização de escoamentos é a ciência – e a arte – que se dedica ao desenvolvimento e à aplicação de métodos capazes de tornar visíveis fenômenos ou propriedades associadas ao movimento dos fluidos. Em sua essência, a visualização transforma grandezas físicas em imagens que possam ser capturadas para posterior análise (MÖLLER e SILVESTRINI, 2004).

Diferentes técnicas de visualização e medição de campos de velocidade são utilizadas na atualidade na área da Mecânica dos Fluidos, com o intuito de possibilitar uma análise mais completa das características de escoamentos de interesse, sejam

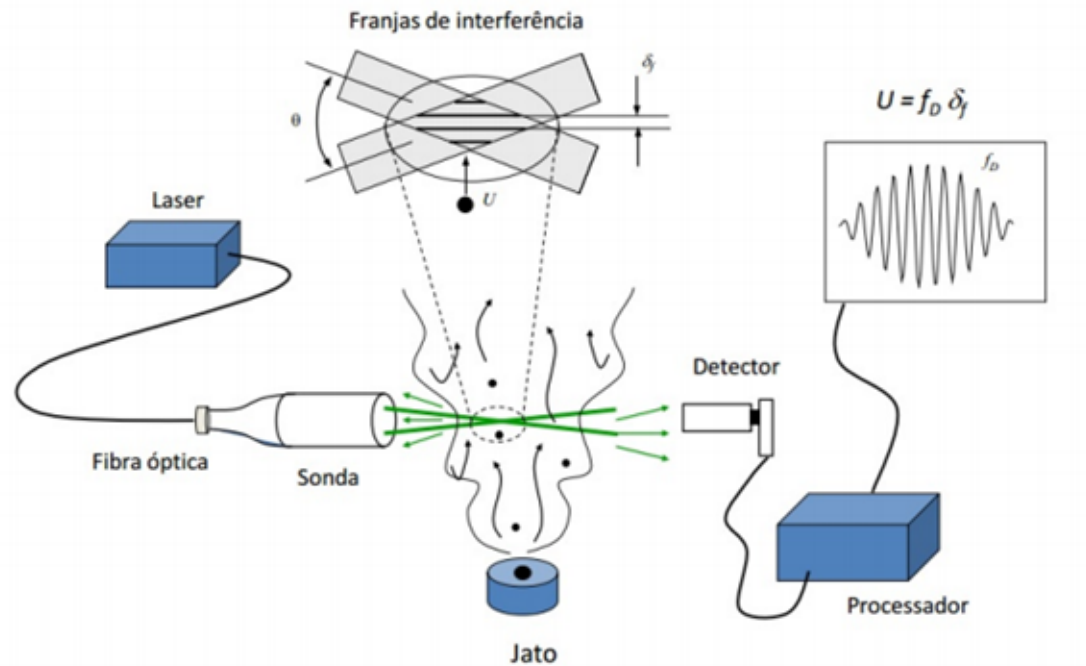


Figura 2.6: Princípio de funcionamento da anemometria laser doppler

eles laminares, turbulentos, multifásicos, ou em geometrias diferenciadas.

2.6.1 Anemometria Laser Doppler ALD

A Anemometria Laser Doppler (ALD) é uma técnica ótica não intrusiva, ideal para medições de velocidade e distribuição de turbulência em escoamentos, a figura 2.6 ilustra o sistema ALD. Uma fonte de luz coerente gera dois raios que se cruzam, dando origem a franjas de interferência. Nesse cruzamento dos feixes forma-se um volume de controle, figura 2.7.

A partícula ao passar por este volume espalha luz, que é detectada por um fotodetector que transforma o sinal ótico em elétrico para, assim, medir a velocidade da partícula. A frequência dessa luz espalhada é diretamente proporcional á velocidade da partícula na direção perpendicular as franjas de interferência

O Fotodetector é o elemento responsável por converter o sinal ótico em um sinal eletrônico. Esta conversão acontece por meio de uma transição fotoelétrica, um fóton de luz provoca a mudança do nível de energia de um elétron. Essa corrente produzida

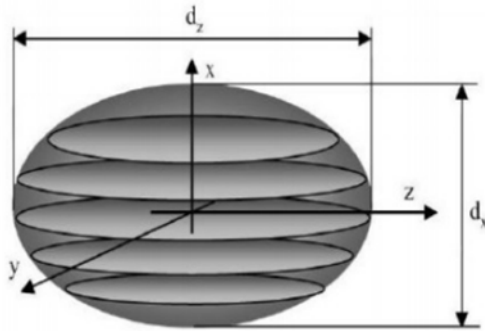


Figura 2.7: Cruzamento dos feixes do ALD gerando um volume de controle

pelo fotodetector contém então a informação de frequência que será relacionada com a velocidade do fluido. Este sinal gerado, apresenta uma parcela de baixa frequência que reflete a intensidade da distribuição Gaussiana dos raios lasers, e uma parcela de alta frequência que contém a informação da velocidade com que a partícula atravessa o volume de controle. A amplitude do sinal está diretamente relacionada ao tamanho da partícula e o número de períodos com a quantidade de franjas que a mesma atravessa.

Esta técnica, começou a ser desenvolvida por Yeh e Commins, em 1964. Graças ao progressivo aumento da capacidade computacional e o aperfeiçoamento de tecnologias ópticas e eletrotônicas a anemometria laser-Doppler tornou-se uma técnica amplamente consolidada e difundida na comunidade de mecânica dos fluidos. Entre suas principais vantagens podemos encontrar:

- **Amplia resolução espacial e temporal.**

A combinação entre baixo tempo de resposta e pequena dimensão do volume de controle fornece uma boa resolução tanto no domínio do tempo quanto no domínio da frequência.

- **Sensibilidade direcional.**

A introdução de um desvio de frequência em um dos raios permite detectar o sentido da velocidade medida.

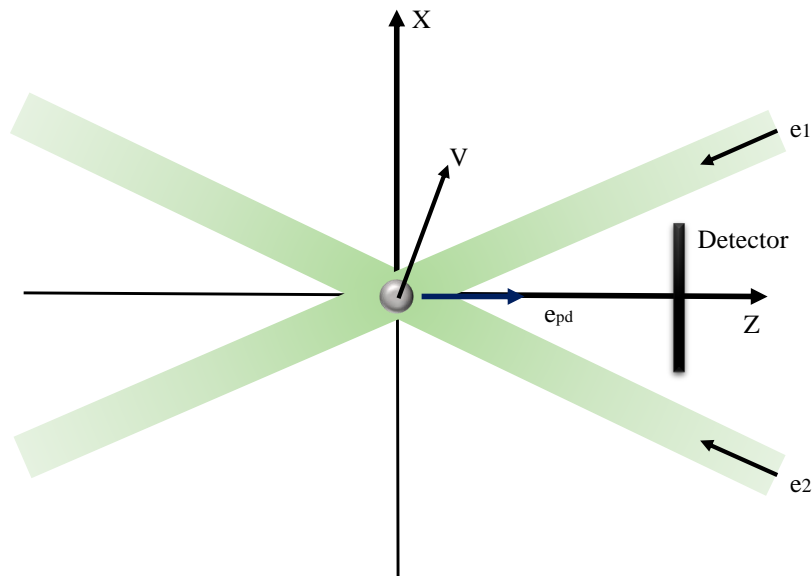


Figura 2.8: Medição da velocidade do escoamento mediante a detecção de partículas inseridas no fluido previamente com a técnica de anemometria laser doppler

- **Ausência de calibração.** A resposta do anemômetro, é absolutamente linear a velocidade do fluido. O princípio de funcionamento é baseado na estabilidade das ondas eletromagnéticas, que não são afetadas pela variação de outros parâmetros físicos como pressão e temperatura.

- **Não intrusão no escoamento.**

A medição ocorre sem a introdução de nenhuma perturbação externa, requerendo apenas acesso visual ao escoamento, que também deve ser um fluido transparente que permita a introdução de partículas traçadoras.

Como o nome indica, o sistema ALD é baseado em um efeito Doppler amplamente conhecido. Este fenômeno ocorre quando o emissor ou receptor de uma onda eletromagnética esta em movimento, resultando em uma variação de frequência e do comprimento de onda com relação a onda emitida inicialmente. Essa variação de frequência normalmente atribui-se o nome de desvio Doppler (*Doppler Shift*).

No caso da anemometria laser, esse conceito é empregado duas vezes como observado na figura 2.8. A primeira quando os raios de comprimento λ , frequência f e vetores unitários e_1 e e_2 incidem na partícula imersa no escoamento e a segunda

quando a luz espalhada por esta partícula em movimento é recebida pelo detetor estacionário. Assim, as frequências dos raios apos o encontro com as partículas traçadoras, estão dadas pelas equações 2.11 e 2.12.

$$f_1 = f + \left(\frac{V_p(e_{pd} - e_1)}{\lambda} \right) \quad (2.11)$$

$$f_2 = f + \left(\frac{V_p(e_{pd} - e_2)}{\lambda} \right) \quad (2.12)$$

onde e_{pd} representa o vetor unitário na direção da partícula para o receptor. Logo, a frequência que chega á superfície do detetor pode ser escrita como:

$$f_D = f_2 - f_1 = \left(\frac{V_p(e_1 - e_2)}{\lambda} \right) \quad (2.13)$$

Princípio de funcionamento

O sistema de ALD esta composto basicamente por uma fonte laser, um sistema óptico de transmissão do laser ate o volume de controle, detetores de sinal recebida do escoamento, processador do sinal e finalmente um sistema de tratamento de dados.

A fonte de laser, possibilita a precisa medição de propriedades mecânicas com uma elevada coerência espacial e temporal. O diâmetro do raio, é normalmente definido como o ponto onde a intensidade do raio decai a 13% da intensidade máxima no centro do feixe. A medida que o feixe de laser se afasta do ponto de emissão, a área da seção transversal varia ate um ponto onde ela atinge o mínimo. Este ponto é chamado de cintura do feixe. Assim, para um dado comprimento de onda λ , o feixe de laser pode ser descrito unicamente pelo diâmetro da cintura do raio d_{cr} e pela sua posição ao longo da coordenada x como mostrado nas equações 2.14,2.15 e 2.16.

$$d_{cr} = \frac{4F\lambda}{\pi d(x)} \quad (2.14)$$

$$\alpha = \frac{4\lambda}{\pi d_{cr}} \quad (2.15)$$

$$d(x) = d_{cr} \sqrt{1 + \left(\frac{4\lambda x}{\pi d_{cr}^2} \right)^2} \quad (2.16)$$

quando o sistema encontra-se alinhado, o cruzamento dos feixes da origem a formação de franjas de luz claras e escuras. A distancia a distancia entre cada um destes planos escuros de interferência λ_f depende, principalmente do comprimento de onda da fonte de luz, e do angulo entre os feixes de raios incidentes. Dessa forma o calculo dessa distancia então, é descrito pela relação expressada na equação 2.17.

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \text{sen}(\theta_v/2)} \quad (2.17)$$

É necessário que as medições sejam realizadas com o volume de controle alinhado na cintura dos raios, já que nesta região as frentes de ondas eletromagnéticas podem ser consideradas planas, reduzindo os cálculos a serem realizados. Além disso, quando a intersecção acontece fora da cintura dos raios as frentes de ondas serão curvas, resultando em um espaçamento não constante das franjas de interferência.

Assim, a frequência da luz espalhada pela partícula f_d ao atravessar o volume de controle é diretamente proporcional a velocidade do fluido na direção perpendicular as franjas de interferência, como se mostra na equação 2.18.

$$u = \delta_f f_d \quad (2.18)$$

No entanto, esta configuração não fornece nenhuma informação sobre o sentido desta componente. Isso acontece porque a frequência não é dependente do sentido da velocidade, ou seja, uma velocidade com igual magnitude mas diferente sentido, irá resultar na mesma frequência doppler.

É por isso que nos equipamentos de ALD, é necessário inserir um novo componente chamado de célula de Bragg. Este modulador óptico acústico esta composto

por um bloco de vidro equipado com um transductor electromecânico em um dos lados, movido por um oscilador. Este mecanismo produz ondas acústicas que propagam através do bloco, gerando uma configuração periódica de altas e baixas intensidades. Dessa forma introduz um desvio de frequência f_{des} "frequency shift", em um dos raios de luz, e como consequência as franjas de interferência deixam de ser estacionárias e movem-se com uma velocidade constante v_{des} dada pela equação 2.19.

$$v_{des} = \delta_f f_{des} \quad (2.19)$$

A luz espalhada por uma partícula estacionária será capturada pelo fotodetector a uma igual ao desvio introduzido pela célula de Bragg, normalmente de 40 MHz. Então, uma partícula que se desloque na direção contrária ao movimento das franjas irá a produzir sinais de frequência Doppler inferior ao desvio, enquanto uma partícula que caminhe na mesma direção de movimento das franjas vai produzir sinais com uma frequência maior ao desvio.

2.6.2 Velocimetria por imagem de partícula VIP

A técnica de velocimetria por imagem de partícula (VIP) é uma técnica de medição não intrusiva usada na medição de escoamento de fluidos com resolução espacial. Ela mede simultaneamente vetores velocidade em vários pontos de um domínio determinado, caracterizando espacialmente o escoamento.

O princípio da técnica é a determinação do campo de deslocamento de partículas traçadoras previamente adicionadas ao fluido em um intervalo de tempo. Este intervalo é determinado a partir da velocidade do escoamento, procurando um deslocamento das partículas de aproximadamente 1/4 do tamanho da janela de interrogação entre a primeira e a segunda imagem, e assim, e considerar o campo como instantâneo. A partir de esta medição, é possível obter o campo de velocidade a partir da relação entre o deslocamento (obtido a través de uma calibração que relaciona os pixels da imagem e as dimensões reais do fenômeno testado) e o tempo.

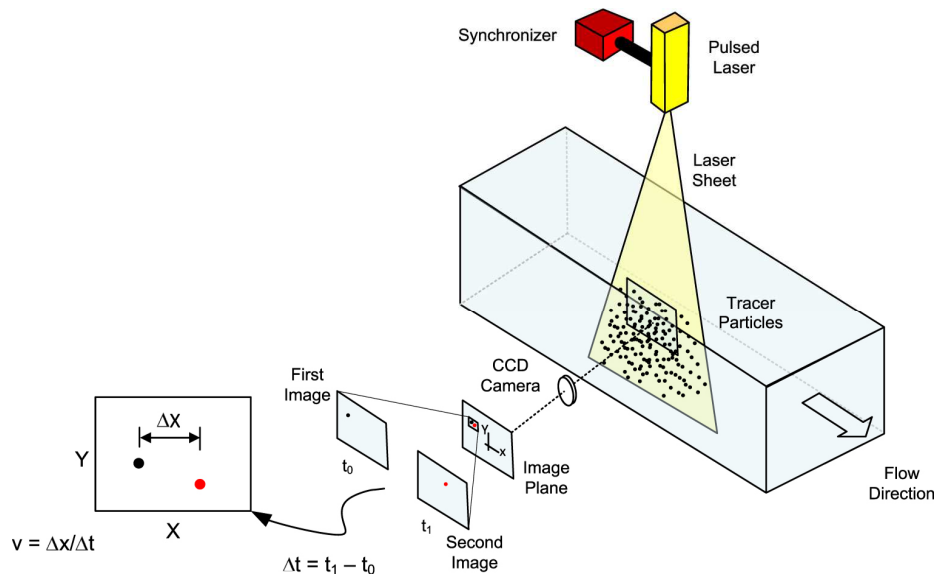


Figura 2.9: Ilustração da técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas

A figura 2.9, mostra, um escoamento de fluido a traves de um canal contendo pequenas partículas traçadoras. É importante notar que uma boa resolução significa que não há formação de aglomerados de partículas, ou seja, elas devem estar distribuídas de forma homogênea no fluido.

A captura das imagens é realizada por uma câmara fotográfica CCD posicionada ortogonalmente ao plano de iluminação e sincronizada com os pulsos do laser. Assim são obtidas pares de imagens consecutivas das partículas atravessando o plano. Para obter os campos vetoriais, é necessário fazer o processamento das imagens adquiridas, Aqui às imagens são divididas em pequenas áreas denominadas janelas de interrogação, o tamanho dessa janela vai depender da velocidade das partículas, quanto menor o tamanho da janela de interrogação, maior quantidade de vetores serão obtidos. A Correlação cruzada é o método estatístico mais utilizado para a análise das imagens. Como observado na figura 2.10 Duas imagens são capturadas em quadros diferentes: a imagem A é referente ao primeiro pulso do laser e a B, referente ao segundo. A correlação cruzada entre cada uma das janelas determina o vetor deslocamento e a direção desse vetor é dada do primeiro para o segundo quadro. Assim o objetivo da correlação é encontrar a distância que a partícula percorre no intervalo entre duas imagens e então calcular a velocidade mediante o uso

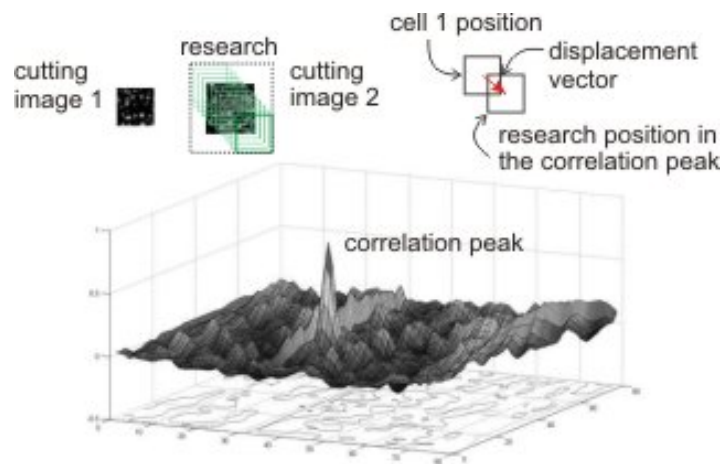


Figura 2.10: Aplicação da correlação cruzada normalizada na Velocimetria por Imagem de Partículas

da Transformada Rápida de Fourier (FFT).

Capítulo 3

Formulação do problema

As primeiras tentativas de construção de teorias de camada limite turbulenta sem separação no limite assintótico para altos números de Reynolds tomaram como postulado central, a noção de que a estrutura do escoamento pode ser subdividida em duas camadas: (i) uma camada viscosa na parede, na qual as tensões turbulentas e laminares são de grandeza importante e (ii) uma camada turbulenta, em que o perfil de velocidades pode ser expresso em termos de uma pequena perturbação para a solução do escoamento externo. Ambas as noções foram avançadas originalmente por PRANDTL (1925) e VON KÁRMÁN (1930) através de análise dimensional.

Como na parede a velocidade é considerada nula, a equação de camada limite na subcamada viscosa se reduz a:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (3.1)$$

Com as condições de contorno apropriadas ($y = 0$, $u = 0$ e $du/dy = \tau_w/\mu$), obtém-se uma solução linear expressa pela Eq. 3.2:

$$\frac{\bar{U}}{u_\tau} = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (3.2)$$

ou como é conhecida geralmente $u^+ = y^+$

Para a região turbulenta, podemos dizer que:

$$\frac{\partial}{\partial y} [\rho \overline{uv}] = 0 \quad (3.3)$$

Uma integração simples da equação da acima implica que $\text{ord}(u') = \text{ord}(v') = \text{ord}(u_\tau)$, onde claramente temos considerado as flutuações de velocidade da mesma ordem. A análise segue com a teoria de comprimento de mistura. Integrando a equação novamente obtém-se a lei da parede para superfícies lisas:

$$\frac{\overline{U}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{yu_\tau}{\nu} \right) + A \quad (3.4)$$

onde $\kappa = 0.4$ e $A = 0.5$.

A região mais externa, denominada região da esteira, constitui a maior porção do escoamento de camada limite. Nela, os efeitos de inércia prevalecem sobre os turbulentos e dominam o escoamento. Esta camada é delimitada pela espessura da camada limite, δ . O perfil de velocidades foi obtido por COLES (1956), que propôs uma solução universal com base em mais de seiscentos experimentos. Como o comportamento das velocidades se aproxima do comportamento de uma cossenóide, pode-se propor um perfil de velocidades da forma

$$w \left(\frac{y}{\delta} \right) = \frac{P}{\kappa} \left(1 - \cos \left(\frac{\pi y}{\delta} \right) \right) \quad (3.5)$$

onde $P = 0,55$. Esta expressão é conhecida como a “Lei da Esteira”. O comprimento característico adotado é a espessura da camada limite, δ , enquanto a velocidade característica será a velocidade do escoamento fora da camada limite, U_∞ .

Para obter o valor da velocidade em determinado ponto da região da esteira, é necessário somar o valor da velocidade obtido pela “Lei da Parede” ao valor encontrado utilizando-se a “Lei da Esteira” naquele ponto Eq. 3.6.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + \frac{p}{\kappa} \left[1 - \cos \left(\frac{\pi y}{\delta} \right) \right] + A_0 \quad (3.6)$$

No entanto, a ação de um gradiente de pressão adverso muda completamente esta imagem, definido num perfil de velocidade com a forma $y^{\frac{1}{2}}$ para a região totalmente turbulenta, o que faz com que a escala e as estruturas assintóticas anteriores não sejam mais adequadas. Como o gradiente de pressão é diferente de zero, a equação de subcamada limite turbulenta com separação fica definida por

$$\frac{\partial}{\partial y}(\rho \overline{uv}) - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} = 0 \quad (3.7)$$

Integrando a Eq. 3.7 e sabendo que no ponto de separação $\mu \frac{\partial u}{\partial y} = 0$, STRATFORD (1959), definiu o perfil de velocidade da subcamada turbulenta com gradiente de pressão como:

$$u = \frac{2}{\varkappa} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \right)^{\frac{1}{2}} y^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

Na tentativa de elucidar a natureza matemática de algumas soluções de camada limite laminar anteriormente desconhecidos, GOLDSTEIN (1948) mostrou que, num ponto onde o atrito é zero, o perfil de velocidade deve seguir um perfil do tipo $y^{\frac{1}{2}}$ na parede. Para escoamento turbulento, o fato que as equações de ordem superior sejam dominadas por os efeitos viscosos e pelo gradiente de pressão, implica imediatamente que este resultado seja válido. Assim, a equação governante para a região viscosa pode ser escrita como

$$\mu \frac{\partial^2 \overline{U}}{\partial y^2} - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} = 0 \quad (3.9)$$

Integrando duas vezes a Eq. 3.9 e sabendo que na parede $\tau_w = 0$ temos que:

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} y^2 \quad (3.10)$$

Tendo assim então a solução para a subcamada viscosa sujeita a separação.

Quando se tem um fluido não-newtoniano, este comportamento é diferente e depende diretamente do modelo de viscosidade adotado. Para um fluido puramente

viscoso aplicando o modelo lei de potencia, LOUREIRO e FREIRE (2013) mostram que a solução na região viscosa sem gradiente de pressão, integrando a seguinte expressão

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(K \left(\frac{du}{dy} \right)^n \right) = 0 \quad (3.11)$$

A qual resulta na Eq. 3.12

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{y}{(Ku^{n-2}/\rho)^{1/n}} \quad (3.12)$$

Ou usando a notoo de fluidos newtonianos:

$$u^+ = y^+ \quad (3.13)$$

Assim, observamos da Eq. 3.12 que o comprimento de mistura na parede é

$$\ell = (Ku^{n-2}/\rho)^{1/n} \quad (3.14)$$

Na subcamada turbulenta, LOUREIRO e FREIRE (2013) mostram que o escoamento segue um comportamento logarmico, sendo a solução do tipo:

$$\frac{u}{u_\tau} = A_n \ln \left(\frac{y}{\ell} \right) + B_n \quad (3.15)$$

com $A_n = \varkappa^{-1}$ and $B_n = 5n^{-1}$

Para escoamentos turbulentos de fluidos tipo lei de potência sujeitos a gradientes de pressão, as soluções de Goldstein e Stratford precisam ser investigadas.

A análise assintótica de LOUREIRO e FREIRE (2013) sugere que na sub-camada viscosa a solução para escoamentos separados fica

$$u = \frac{n}{n+1} \left(\frac{1}{K\rho} \frac{\partial p^{1/n}}{\partial x} \right) y^{\frac{n+1}{n}} \quad (3.16)$$

Entretanto, a mesma análise sugere que na região completamente turbulenta a solução de lei de potência ($y^{1/2}$) de Stratford deve continuar válida.

O presente trabalho busca elucidar esta questão, o comportamento das soluções de escoamentos turbulentos separados de fluidos não-newtonianos puramente viscosos do tipo lei de potência.

Capítulo 4

Metodologia

Este capítulo descreve a metodologia empregada na construção do aparato experimental, projetado de raiz nas instalações do Núcleo Interdisciplinar de Dinâmica dos Fluidos (NIDF/URFJ), assim como os instrumentos e técnicas de medição, adotadas para caracterizar o comportamento da camada limite turbulenta com gradiente de pressão adversa. A determinação das propriedades dos fluidos testados bem como a preparação é também descrito.

Uma grande dificuldade intrínseca no estudo da separação da camada limite turbulenta é a determinação da tensão cisalhante na parede, particularmente no ponto de separação. Na literatura, trabalhos de CHANDRSUDA (1976) , KIM *et al.* (1978) e SEKI *et al.* (1976) começaram a utilizar a geometria *Backward-facing step* (BFS) para experimentalmente estudar o fenômeno de recirculação e recolamento da camada limite, convertendo-se em um caso de estudo clássico, já que mesmo sendo uma geometria simples o seu comportamento é extremadamente complexo.

Nesta configuração, A camada limite que escoia sobre o canal de entrada se separa quando alcança o degrau, devido ao gradiente de pressão adverso, formando uma camada cisalhante livre; neste caso o comportamento é semelhante a uma camada de mistura com desenvolvimento espacial. Logo, a camada cisalhante se curva rapidamente e atinge a parede inferior, fazendo com que uma parte do fluido seja direcionada para dentro da região de recirculação e a outra transportada à jusante da expansão.

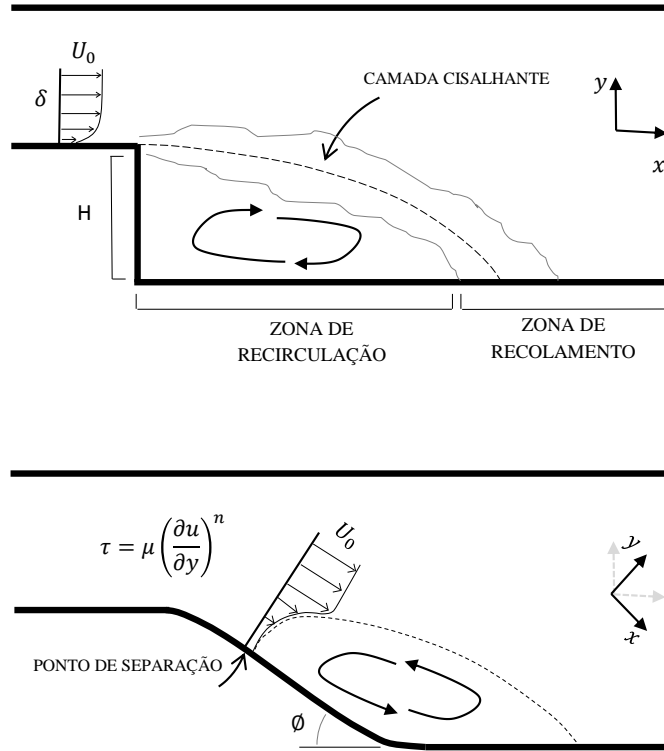


Figura 4.1: Tipos de geometria utilizados no estudo da separação da camada limite

O escoamento na região de recolamento é altamente transiente, apresentando um largo espectro de frequências, com estruturas que podem atingir a ordem da altura do degrau (h) e estruturas muito pequenas que são transportadas por essas de maior porte. Constituindo-se além, num problema físico muito útil na avaliação de novos modelos de turbulência e códigos de dinâmica dos fluidos computacional.

Na parte superior da figura 4.1 se mostram algumas complexidades desta geometria. Em escoamentos bidimensionais, a linha de separação é reta e fixa na esquina do degrau, e se observa somente uma região de recirculação. Além disso, as linhas de corrente são praticamente paralelas à parede no ponto de separação, aqui a chamada camada cisalhante é o suficientemente delgada para não ser afetada pela presença da parede.

No entanto, devido a que a segundo a lei de Newton de viscosidade, a tensão de cisalhamento ente dois camadas de fluido é uma função linear do gradiente de velocidade entre elas, o BFS não consegue descrever totalmente este fenômeno.

Á vista disso o presente trabalho propõe modificar a geometria BFS, utilizando uma rampa que análogo a um difusor, induza a separação da camada limite em algum

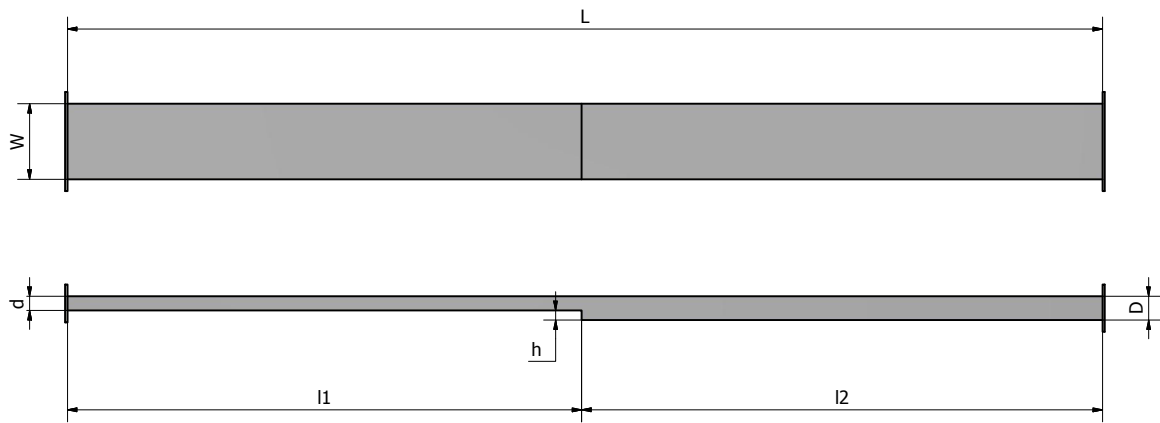


Figura 4.2: Desenho da geometria usada na seção de teste

ponto do plano da superfície inclinada, dessa forma será possível medir o diferencial de velocidade perpendicular à rampa e obter dados da tensão de cisalhamento mesmo como da pressão local, além da influência do número de Reynolds na mudança do ponto de separação.

4.1 Aparato experimental

Baseado na teoria clássica proposta por BARLOW *et al.* (1999) para tuneis de vento de baixa velocidade, se projetou um canal fechado movimentado com pressão constante, elaborado em sua maioria com material acrílico transparente que permita o uso de técnicas óticas de medição, o qual está composto das seguintes partes:

4.1.1 Seção de teste

Foi o primeiro componente a ser dimensionado devido que é o núcleo e objetivo do projeto. Neste se busca que o escoamento seja paralelo, de velocidade constante e com o menor grado de perturbações possíveis.

O projeto, compreende a construção de dois tipos de seções de teste: A primeira, (i) uma seção com degrau, cujo objetivo é validar a construção do aparato, utilizando dados experimentais existentes na literatura. Posteriormente uma seção (ii) na qual se substitui o degrau por uma rampa.

As dimensões do canal se mostram na tabela 4.1. De acordo com ABBOTT e

Tabela 4.1: Dimensões do canal

Dimensão	Magnitude
Altura da entrada (d)	20 <i>mm</i>
Altura da Saída (D)	40 <i>mm</i>
Largura (W)	150 <i>mm</i>
Comprimento (L)	2200 <i>mm</i>
Distancia antes da expansão (l_1)	1100 <i>mm</i>
Altura do Degrau (h)	20 <i>mm</i>
Razão de expansão	2
Razão de aspecto	7,5

KLINÉ (1962) para geometrias BFS a razão de expansão definida como $R = D/d$ (sendo D a altura do canal na saída e d na entrada do canal) deve ser maior que 1.5 para considerar escoamento simétrico, adicionalmente DE BREDEKODE (1972) mostrou que o efeito da tridimensionalidade é desprezível para uma razão de aspecto $As = W/h$ maior a 7,5.

Suficientemente longe da entrada do canal a camada limite em desenvolvimento atinge a linha de centro do mesmo e o escoamento torna-se inteiramente viscoso. Quando isso acontece e a forma do perfil de velocidades não se altera com o avanço do escoamento o mesmo encontra-se completamente desenvolvido. Em aplicações práticas de engenharia se considera para escoamentos turbulentos que esse comportamento se alcança a uma distância de 10 vezes o diâmetro do tubo. Por outra parte, autores como NIKURADSE (1966) sugerem uma distância de $40D$. Já que no presente estudo se tem o canal bidimensional, esse diâmetro seria de fato a altura h do canal. Assim, a expansão foi posicionada $60h$ a jusante da entrada, garantindo um escoamento totalmente desenvolvido logo antes da separação.

Todo o sistema foi projetado em base ao número do Reynolds que se quer atingir no canal justo antes dessa expansão. Para defini-lo é adotada a altura do degrau (h) como escala apropriada, como é habitual em geometrias *BFS* (SMYTH, 1979). Para este caso, o número de Reynolds é calculado a través da equação descrita a seguir:

$$Re_h = \frac{U_{cl}h}{\nu} \quad (4.1)$$

4.1.2 Bocal

A montante da seção de teste encontra-se a Bocal . O proposito deste é acelerar o escoamento depois de passar pela câmara de estabilização reduzindo á turbulência e não uniformidades. A contração é a parte mais critica no desing do canal; Esta tem o maior impacto na qualidade do escoamento da seção de teste dependendo principalmente da razão de contração de área entre a entrada e a saída.

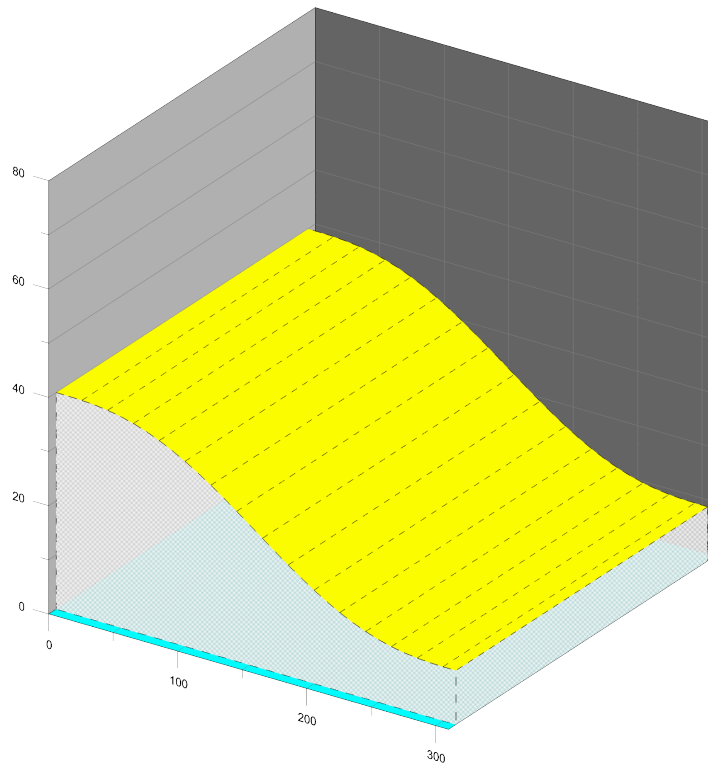
Segundo recomendado por MEHTA e BRADSHAW (1979) foi adotada uma razão de contração R_c de 6,4 e um comprimento L de 1,25 vezes a largura da seção de entrada como mostrado nas equações (4.2) e (4.3):

$$R_c = \frac{(A_2)}{(A_1)} = \frac{19200mm}{3000mm} = 6,4 \quad (4.2)$$

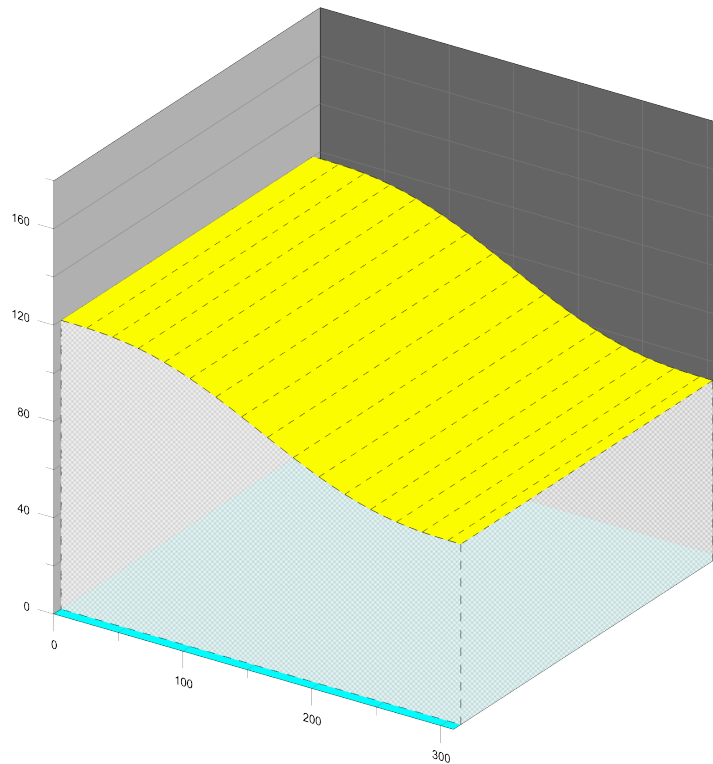
$$L = 1,25H = 1,25 \times 240mm = 310mm \quad (4.3)$$

Com um bom calculo do contorno da contração os niveles de turbulência podem atingir valores de ate 2% o qual é aceitável na maioria de aplicações praticas, mesmo assim, com adição de telas na câmara de estabilização, esses níveis podem ser reduzidos até 0,5%, o que é um valor muito razoável, mesmo para alguns fins aeronáuticos. Para definir esta geometria se utilizou um polinômio de quinta ordem garantindo que a primeira e segunda derivada sejam zero na entrada e saída da seção.

O modelo, sugerido por MEHTA e BRADSHAW (1979), é definido na equação 4.6 e 4.5, onde ζ é a razão de comprimento, x é o comprimento da contração parcializada em pequenos tramos, L é o comprimento do bocal calculado na equação 4.3 e H_i e H_o são a altura na entrada e saída respectivamente em função do eixo de simetria m (Figura 4.3).



(a) Perfil Lateral



(b) Perfil Longitudinal

Figura 4.3: Forma do Bocal.

$$\zeta = \frac{x}{L} \quad (4.4)$$

$$y = [-10(\zeta)^3 + 15(\zeta)^4 - 6(\zeta)^5][(H_i - H_0) + H_i] \quad (4.5)$$

As perdas no bocal são consideradas serem somente devido ao atrito. Uma aproximação razoável para coeficientes de perdas dos bocais que foi originalmente dado por WATTENDORF (1938), é mostrada na equação 4.6.

$$K_B = 0,32f_{ab}\frac{L}{D_{ts}} \quad (4.6)$$

Onde f_{ab} é o coeficiente médio de atrito do bocal, D_{ts} é o diâmetro de saída bocal, L é o comprimento do bocal.

4.1.3 Câmara de Estabilização

Com a intenção de organizar e direcionar o escoamento antes de ser acelerado na contração, foi projetada uma seção composta por uma colmeia e duas malhas para controle da turbulência (Figura 4.4). O comprimento desta seção é de 120 *mm* equivalente a 0.5 vezes o diâmetro hidráulico da câmara.

A colmeia como seu nome indica, é uma estrutura similar a da um favo de abelhas que proporciona um escoamento espaceado, uniforme e estável ao entrar na zona de contração eliminando a vorticidade e componentes laterais da velocidade. Esta é feita de canudos de plástico justapostos com um diâmetro de 5 *mm* e espessura de 0.3 *mm*, dimensões que geram uma porosidade de 0,8 recomendada por BARLOW *et al.* (1999). Segundo estudos de SCHEIMAN e BROOKS (1981), o valor do comprimento da colmeia adotado, foi de seis vezes o diâmetro hidráulico da célula. A figura 4.4 apresenta os valores típicos das constantes de perda geradas por o direcionador. Tendo para este caso um valor de $K_P=0.3$.

Por outra parte, as telas, controlam a separação do escoamento nas diferentes partes do canal, assim como a turbulência no sistema. O principal parâmetro a ser

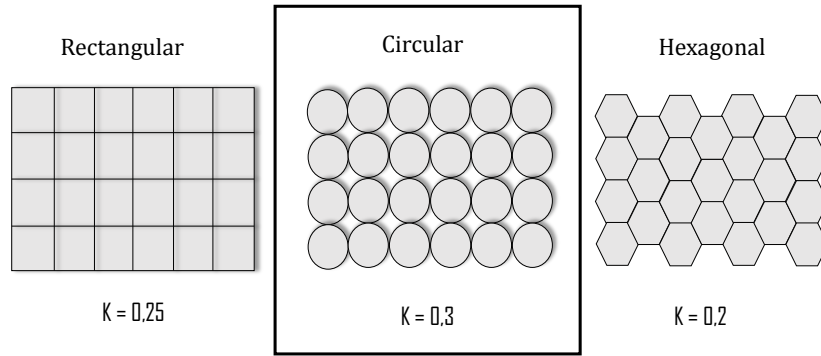


Figura 4.4: Coeficiente de perda de carga para diferentes tipos de colmeia

definido é a porosidade β , a qual é uma função do diâmetro (d_w) e a densidade da malha (ρ_m) como indicado na equação 4.8. Sendo zero completamente solida e um quando esta se encontra no limite de desvanecimento.

$$\beta = (1 - d_w/\rho_m)^2 \quad (4.7)$$

onde a solidez se define como:

$$\sigma = 1 - \beta \quad (4.8)$$

A figura 4.5 mostra as dimensões da malha, na qual se utilizou um tecido 3BGW20 ($d_w = 7,65$, $\rho_m = 0,81$) de aço inox com um diâmetro equivalente 10 vezes menor que o diâmetro das células da colmeia e porosidade de 0.79.

4.1.4 Difusor

O principal objetivo do difusor é reduzir a velocidade do escoamento antes de entrar na colmeia convertendo a energia cinética em energia de pressão; essa redução de velocidade deve acontecer em uma curta distância quanto possível sem ocorrer separação.

Os difusores são sensíveis aos erros de projeto que podem causar separação intermitente ou separação estável da camada limite. Cada separação pode ser de difícil localização, mas pode causar vibrações, oscilação na velocidade na seção de teste

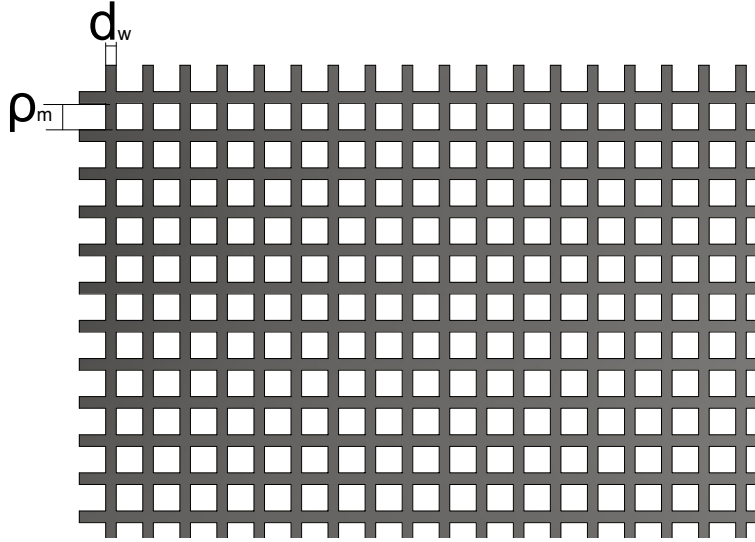


Figura 4.5: Geometria da malha utilizada no projeto

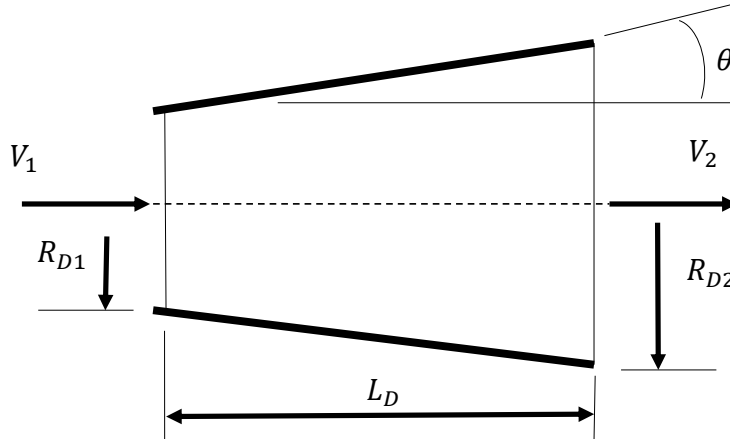


Figura 4.6: Desenho pictórico do difusor

(chamada de "Surging") e aumento das perdas, sendo os principais parâmetros de design o ângulo equivalente ϕ e a razão de área A_{RD} (Fig 4.6). Segundo recomendado por BARLOW *et al.* (1999), a relação de área utilizada foi de 2.5 com um ângulo de divergência da ordem de 5 graus, que garante uma eficiência de até 90%. O ângulo θ foi calculado como mostrado na equação 4.9.

$$\phi = \arctan\left(\frac{R_{D2} - R_{D1}}{L_D}\right) \quad (4.9)$$

Onde R_{D2} é o raio hidráulico da saída, R_{D1} o raio hidráulico na entrada, e L_D o comprimento total do difusor.

O coeficiente de perda de carga do difusor (K_d) pode ser decomposto como uma

soma do coeficiente de perda devido ao atrito (K_f) e um coeficiente de perda devido à expansão (K_{exp}), como indica a equação 4.10:

$$K_d = K_f + K_{exp} \quad (4.10)$$

Supondo que o coeficiente de atrito e a massa específica são constantes ao longo do percurso, O coeficiente de perda devido ao atrito é dado pela equação 4.11 (BARLOW *et al.*, 1999).

$$K_f = \left(1 - \frac{1}{A_{RD}^2}\right) \frac{f}{8 \text{sen}(\phi)} \quad (4.11)$$

Por outro lado, a perda devido à expansão, é obtida por correlação experimental. Este coeficiente depende basicamente do produto de dois fatores. O primeiro, uma função do ângulo de divergência θ e o outro é uma função da razão de área difusor A_{RD} . A equação 4.12 apresenta o calculo do coeficiente K_{exp} de acordo com BARLOW *et al.* (1999).

$$K_{exp} = K_e(\theta) \left(\frac{A_{RD} - 1}{A_{RD}}\right)^2 \quad (4.12)$$

Aqui, o fator $K(\phi)$ depende significativamente da forma da seção transversal do difusor. Ele é baseado em dados experimentais de ECKERT *et al.* (1976) sendo que para uma seção retangular com $\theta = 5$ é calculado graças a equação 4.13 .

$$K_e(\phi) = 5,72853 - 1,21832(\phi) + 0,0708483(\phi)^2 \quad (4.13)$$

4.1.5 Circuito Hidráulico

O fluido é conduzido desde um reservatório aberto à pressão atmosférica, com capacidade de 500 litros, posicionado 1.3 metros acima do canal (fig. 4.7). A altura foi calculada em função das perdas de carga dos distintos elementos do sistema geradas ao atingir a máxima velocidade do canal.

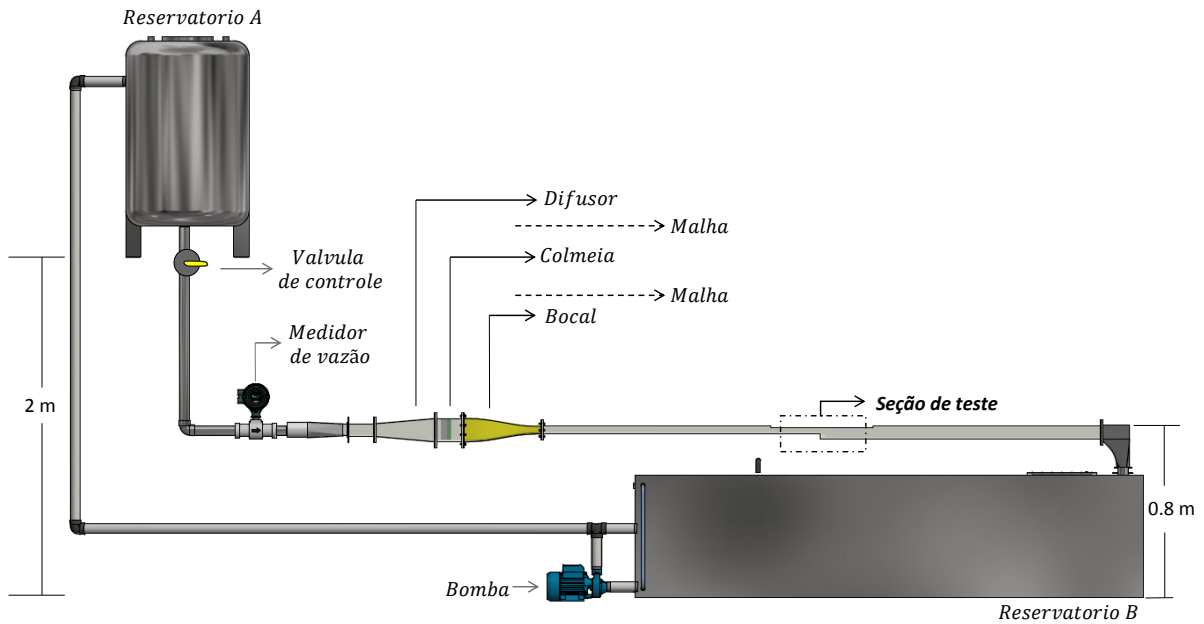


Figura 4.7: Esquema dos componentes do aparato experimental

As perdas de carga distribuídas causadas por ação do atrito foram calculadas usando o modelo de Darcy-Weisbach (eq. 4.14) o qual relaciona a perda de carga hidráulica h_f ao longo de uma superfície, com a velocidade média do escoamento V .

$$h_f = \xi \frac{L}{4R_h} \frac{V^2}{2g} \quad (4.14)$$

Onde L é o comprimento da seção, R_h o radio hidraulico e ξ o fator de atrito, calculado mediante o modelo de Prandtl (eq. 4.15); uma equação implícita que apesar de simples é uma das mais precisas utilizadas para escoamento turbulento sobre superfície lisa.

$$\xi = [2 \log_{10}(Re\sqrt{\xi} - 0,8)]^{-2} \quad (4.15)$$

No caso das perdas localizadas, são calculadas através do produto de um coeficiente característico pela carga cinética que o atravessa. Cada tipo de geometria tem um coeficiente de perda de carga característico k definido na seção anterior para cada elemento específico. Assim essa perda localizada é calculada pela equação 4.16

$$h = k \left(\frac{V^2}{2g} \right) \quad (4.16)$$

Depois de passar pelo canal o fluido é armazenado num segundo reservatório prismático com capacidade de 650 litros. Uma bomba centrífuga controlada por um inversor de frequência mantém o nível do reservatório superior constante. A seleção da bomba baseou-se na necessidade de promover o escoamento dos diferentes tipos de fluidos utilizados garantindo a compatibilidade química e mecânica da bomba com os fluidos, de maneira a evitar seu desgaste por corrosão e abrasão, e além evitar a contaminação dos fluidos a ser testados. Assim, para realizarmos o deslocamento dos fluidos foi usada uma bomba centrífuga DANCOR W16 com as seguintes especificações:

- Meio para Bombear: Fluido a base de água;
- Temperatura: Ambiente;
- Potencia do motor: 2 HP;
- Vazão: 0 a 5 l/s (18 m^3/h)
- Rotação: 2 polos - 3500 rpm - 60 Hz;
- Trifásico: 220/380 V;
- Eficiência: 0,67

4.1.6 Controle de vazão

Uma válvula de esfera posicionada a jusante do reservatório é usada para controlar a vazão do sistema, medida com um medidor de vazão eletromagnético. A operação deste tipo de medidores está baseada na lei de Faraday; quando um condutor elétrico se move num campo magnético cortando as linhas de campo forma-se uma força eletromotriz no condutor proporcional à velocidade do condutor. Entre as vantagens do medidor de vazão eletromagnético, reside o fato de ele não ser afetado por variações

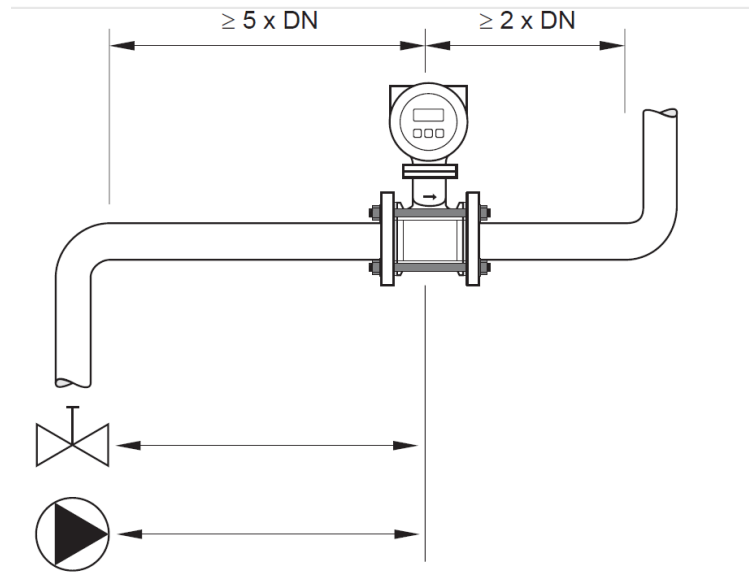


Figura 4.8: Forma de instalação do medidor de vazão eletromagnético

de massa específica viscosidade, pressão ou temperatura; ele ainda pode medir em ambos os sentidos com igual exatidão, mede fluxo dinâmico, não é intrusivo, tem boa exatidão e amplo intervalo de validade.

O medidor utilizado foi um Promag 10D40 com saída de pulsos, fabricado pela *Enderss + Hauser* que possui um rango de medida de 0,01 até 10m/s . Devido ao seu princípio de funcionamento, a fim de ter uma medição adequada, este tipo de medidor deve ser instalado preferivelmente em trechos verticais de tubulações ascendentes, evitando assim acumulações de gás e ar. Quando instalado horizontalmente, é necessário montar o sensor livre de acessórios como válvulas, joelhos etc., assegurando uma distância mínima na entrada e na saída do sensor como ilustrado na figura ???. Assim o medidor foi colocado 200 mm antes da entrada do canal, e 500 mm depois da tubulação vertical que vem do reservatório superior.

4.2 Construção e operação do sistema

O primeiro passo depois de projetar cada elemento do sistema foi desenhar o aparato, utilizando o software *Autodesk Inventor 2016*. Isto permitiu dimensionar o tamanho total do sistema, fazer uma projeção da estrutura, elaborar os planos de construção

Tabela 4.2: Propiedades do PMMA

Propiedade	Valor
Densidade	1,20 g/cm^3
Condutividade Térmica	4 - 6 $cal/s/cm/^\circ C$
Calor específico	0,35 $cal/g^\circ C$
Dureza Rockwell	M80 - M100
Módulo de flexão	3,90 - $4,75 \times 10^{-5}$ PSI
Módulo de tração	3,5 - $4,5 \times 10^{-5}$ PSI
Modulo de compressão	3,90 - $4,75 \times 10^{-5}$ PSI
Índice de refração	1,49

e realizar o cálculo dos materiais necessários para a fabricação das peças.

Todas as partes foram feitas no laboratório, o material utilizado na construção dos elementos do canal foi poli metil-metacrilato (PMMA) transparente. O PMMA não pigmentado possui uma taxa de transmissão de luz de 92% e uma taxa “Haze” de somente 1%. A taxa Haze define a perda de definição ótica a causa da dispersão dos raios de luz, sendo ela tão baixa faz o material ideal para o uso de técnicas óticas de medição. A tabela 4.2 apresenta algumas propriedades do material utilizado, fornecidas pela empresa que o fabrica.

Mediante um processo de termo formado onde se incrementa a temperatura do material ate uns $160^\circ C$ o PMMA é moldado formando no caso do canal uma rampa suave com o ângulo definido de 15 e 30 graus. Optou-se por esta geometria já que era forma a mais precisa na qual se podia construir a peça evitando possíveis perturbações causadas por imperfeições nas juntas do material. Entretanto, os reservatórios e tubulações que conectam o sistema foram feitas de aço inox A304 o qual proporciona uma boa combinação de resistência à corrosão e propriedades de fabricação, evitando qualquer tipo de contaminação do fluido.

Posteriormente continuo sê com a instalação e avaliação do desempenho do aparato. Aqui aconteceram algumas particularidades. A primeira delas foi conseguir manter o canal totalmente cheio. Visto que para vazões baixas o canal não conseguia ficar totalmente preenchido, foram identificadas as vazões mínima e máxima de trabalho de 9 $m^3/hora$ e 16,8 $m^3/hora$ respectivamente, esta última atingida

quando a válvula de esfera se encontra totalmente aberta e o tanque superior está no nível máximo.

Observou-se com o sistema ligado, que bolsões de ar ficavam presos dentro do sistema, criando pequenas bolhas na seção de teste. Estas bolhas além de não ser desejadas na aplicação de técnicas óticas de medição, mudam totalmente o comportamento do escoamento. Portanto, foi necessário adicionar umas válvulas para escape de ar, localizadas cerca da saída do canal e na câmara de estabilização, lugares onde a velocidade é menor e as bolhas de ar tendem a ficar presas, como pode ser observado na figura 4.10. No entanto se bem houve uma grande diminuição da quantidade de bolhas, estas válvulas não conseguiram retirar todo o ar presente no escoamento, sendo aspirado pela bomba e impulsado novamente através do circuito. Então, depois de várias observações e testes foi decidido fazer um sistema de separação localizado no reservatório inferior. A saída do canal que antes descarregava o fluido em sentido ortogonal ao fundo do tanque foi redirecionada apontando a superfície do fluido. Uma parede feita de aço inox bloqueia a passagem das bolhas em direção á bomba separando assim as duas fases presentes no escoamento.

Após solucionar os problemas citados anteriormente, e eliminando todos os vazamentos, a unidade experimental pôde ser operada como o planejado. Para operá-la, é necessário seguir a seguinte rotina:

1. Verificar os níveis do fluido nos reservatórios:
 - Reservatório Superior (a): 90 cm;
 - Reservatório inferior (b): 40 cm;
2. Abrir as válvulas de escape de ar do canal.
3. Ligar o medidor de vazão..
4. Fechar a válvula by-pass e abrir a válvula de esfera da saída da bomba.
5. Ligar o inversor de frequência que controla a bomba fixando um valor de 30 Hz.
6. Abrir a válvula do reservatório (a) 50% da abertura máxima.

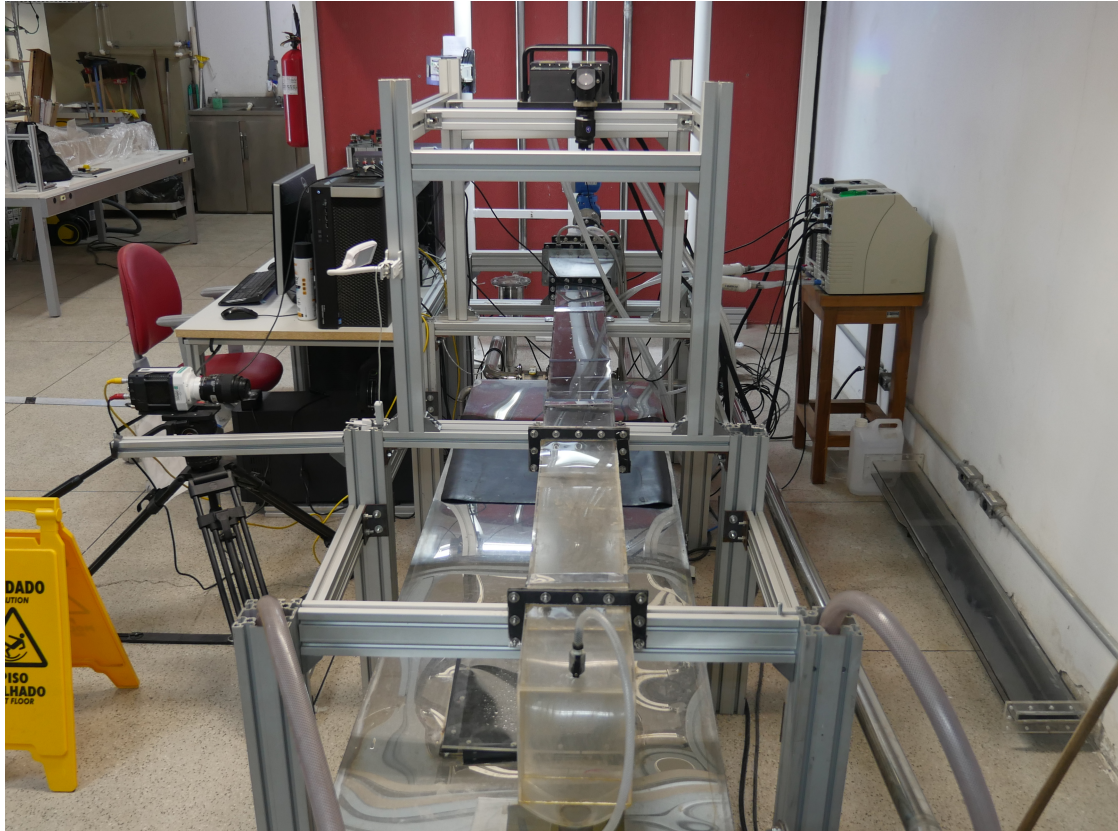
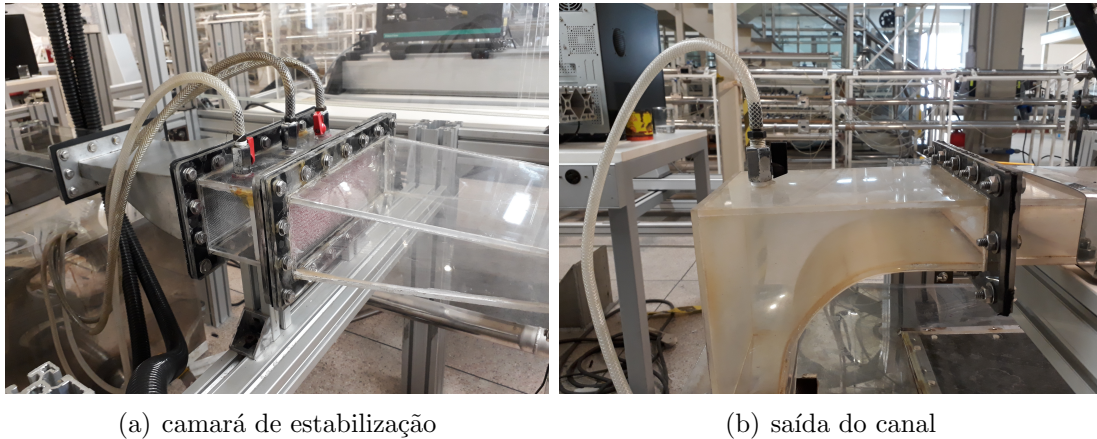


Figura 4.9: Canal montado

7. Aumentar gradualmente a abertura da válvula, junto com a frequência do inversor da bomba até ajustar a vazão de trabalho desejada, mantendo o nível dos reservatórios constantes, ou seja, assegurando que a vazão que sai do reservatório (a) e entra no canal seja de fato igual a vazão impulsada pela bomba garantindo dessa forma uma velocidade constante durante as medições.

4.3 Controle da temperatura

O controle da temperatura do fluido é realizado através de um termômetro modelo KT300, do fabricante Siberius. A medição é realizada para cada condição de teste, antes do início da aquisição de dados medindo temperatura do fluido retirado na saída do aparato experimental.



(a) camará de estabilização

(b) saída do canal

Figura 4.10: Válvulas de escape de ar

4.4 Descrição dos testes

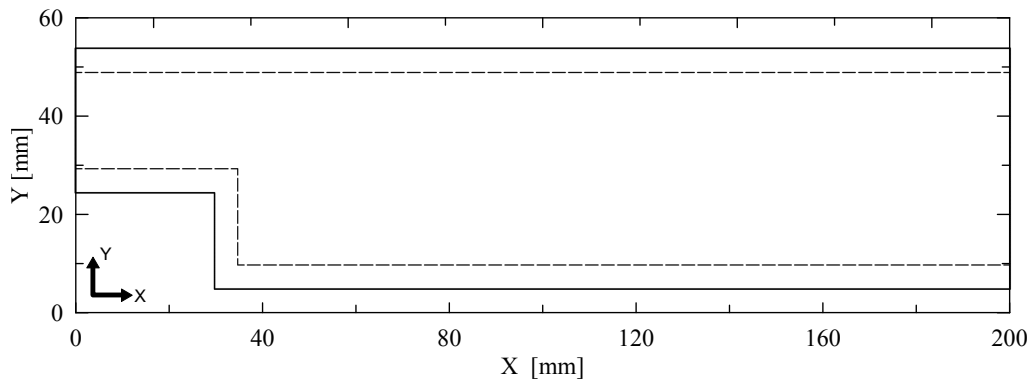
O modo de operação da unidade experimental foi o mesmo para a aquisição de dados das duas técnicas VIP e VLD. Todos os dados foram adquiridos em duas vazões diferentes de $9 \text{ m}^3/h$, e $16,8 \text{ m}^3/h$ no plano central do canal.

Foram feitas duas campanhas principais de medição. Na primeira, foi caracterizado o aparato experimental, com ajuda do VIP, utilizando água ($n = 1$) como fluido de referência. Para tal fim, foram estudados 3 tipos de geometrias: (i) o clássico caso de escoamento sobre degrau (expansão 90°), (ii) uma rampa suave de 15° e finalmente (iii) uma rampa com ângulo de 30° .

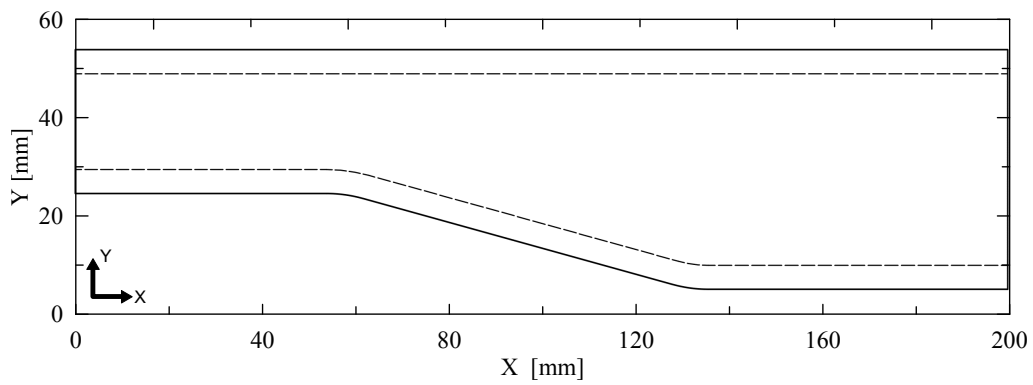
Com o intuito de analisar a área total onde acontece o fenômeno da separação, antes, durante e depois da zona de recirculação, a região de medição está localizada justo na expansão e suas dimensões estão especificadas na figura 4.11.

Após fazer as medições com VIP, se determinou que o fenômeno da separação poderia ser estudado de uma melhor forma na geometria R30. Dado isso medições de perfis de velocidade foram efetuadas utilizando a técnica de velocimetria laser doppler. Estas medidas foram realizadas em 5 pontos a longo da região de teste, localizados antes da expansão em $x/h = 2$, $x/h = 2,6$, $x/h = 2,9$ no ponto de separação em $x/h = 3$ e na região de recirculação $x/h = 4$

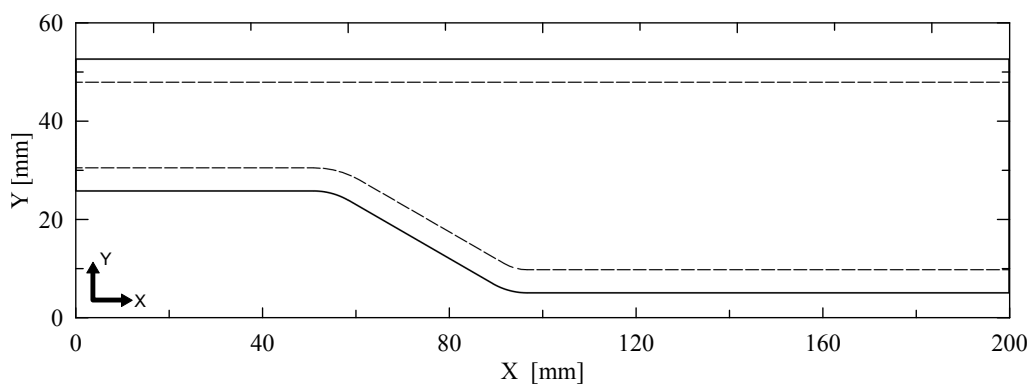
A segunda campanha de ensaios, incluiu o uso de um fluido reofluídante ($n < 1$). Estudos recentes (BENCHABANE e BEKKOUR, 2008), mostraram que acima de



(a) Degrau (D90)



(b) Rampa de 15° (R15)



(c) Rampa 30° (R30)

Figura 4.11: Geometrias usadas nas medições de VIP

Tabela 4.3: Características do CMC DENVERCEL FG3000

Propriedade	Valor
Viscosidade Brookfield LVF 1% (BS) 25°	3500cP
Grau de Substituição	0,80
Pureza (Base Seca)	99,77%
PH- Sol.Aquosa 1% - 25°	8,0
Teor de Umidade	8,0

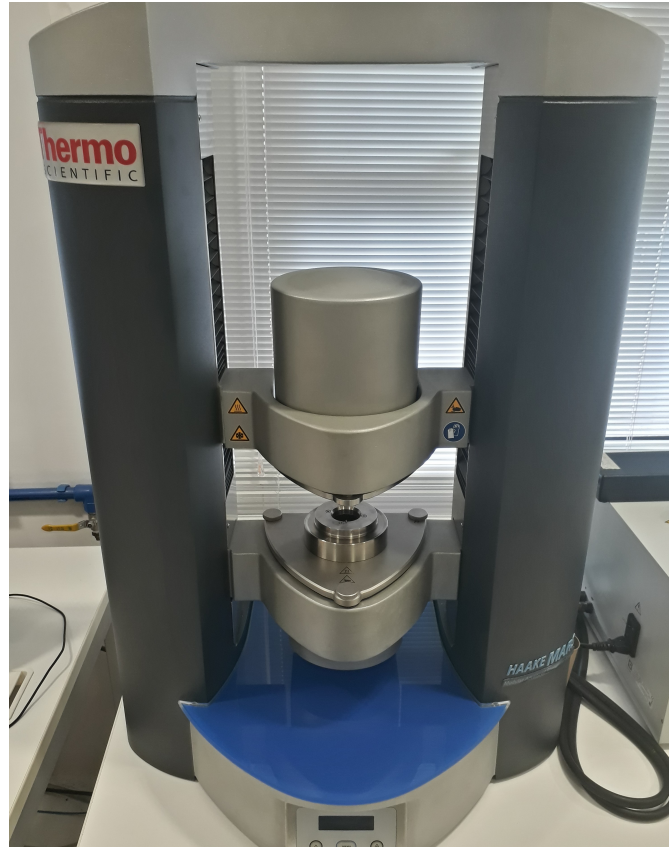
uma taxa de cisalhamento crítica, soluções de CMC exibem comportamento reofludificante e seu comportamento pode ser descrito pelo modelo de lei de potência mostrado na equação 2.7. Diante disso soluções aquosas de CMC foram testadas.

Nesta etapa as medidas de VIP foram realizadas somente para a geometria R30 para vazões de 9 e 16, 8m³/h, iguais as utilizadas no caso newtoniano. Por outro lado, as medidas ALD foram feitas apenas para a vazão máxima, sendo de particular interesse o ponto de separação e a região de recirculação.

4.4.1 Caracterização dos fluidos

O CMC empregado nas medições foi o DENVERCEL FG3000, cujas características se encontram listadas na tabela 4.3. Para preparar a solução, foi utilizada uma concentração de 1 kg para aproximadamente 1000 litros de água que se encontram no sistema. Devido à estrutura complexa deste polímero, o procedimento de mistura está dividido em duas etapas: Primeiro, o fluido é pre-diluído em um agitador externo concentrações de 0.5% para depois ser diluído completamente no reservatório. Nesta etapa, um recipiente de 50 litros foi utilizado na preparação da mistura. Aqui, utilizou-se como agitador uma furadeira de bancada, onde foi instalada uma hélice fabricada no laboratório com rotação entre 0 - 400 rpm.

O processo de agitação mecânica, é realizado até eliminar aglomerações do polímero na solução, o qual demora entre 30 a 40 minutos aproximadamente por cada mistura. Depois, cada um desses volumes de fluido são transferidos para o reservatório inferior do aparato experimental, onde se faz uma mistura com ajuda da bomba centrífuga.



(a) Reometro HAAKE MARS III



(b) Geometria tipo cone e placa

Figura 4.12: Equipamento utilizado na medição das propriedades reológicas dos fluidos.

Terminada esta etapa, O fluido é deixado 24 horas em repouso. Durante este intervalo de tempo, ocorre a hidratação e separação de cadeias complexas do mesmo. Após este período, se realiza uma nova agitação, para homogeneizar a mescla, finalizando assim o processo de preparação.

Por outra parte, as propriedades reológicas do fluido são avaliadas utilizando um reômetro rotacional HAAKE MARS II, fabricado pela empresa Thermo Scientific (Fig. ??fig:reometro)). A geometria utilizada foi do tipo placa e cone, com ângulo de 1° e $30mm$ de raio que permite quantificar viscosidade entre $0,001$ e $500mPas$, com uma taxa de cisalhamento de até $1000s^{-1}$.

Para estes ensaios, amostras de $1 ml$ de solução, tomadas antes, durante e depois das medições foram avaliadas, para assim, poder analisar a degradação tanto mecânica como biológica do fluido. Em cada ensaio, se realiza a medição de uma serie de 40 relações de torque versus velocidade angular, com γ variando em progressão logarítmica entre 10 e 7500 (s^{-1}). Cada um dos ensaios é repetido 3 vezes obtendo assim a média para cada tipo de fluido medido.

4.4.2 Configuração do VIP

O sistema VIP utilizado para obtenção dos campos de velocidade e propriedades turbulentas do escoamento está composto por um laser pulsado Nd: YAG, modelo Twins BSL 100 fabricado pela Quantel Laser, com um comprimento de onda de $532nm$, emitindo $130mJ$ de energia por pulso, a uma frequência máxima de $15 Hz$. Os feixes são combinados em um único eixo óptico de $1 mm$ de largura cujo origem está posicionado $550 mm$ acima do canal, no médio de sua dimensão transversal como mostrado na figura 4.13.

Uma câmara CCD com resolução de 1920×1200 pixels, capaz de capturar 1380 quadros por segundo com um tempo mínimo $1,4 \mu s$ entre eles, colocada perpendicular ao plano do laser, permite a aquisição de até 4170 pares de imagens. É importante garantir que a câmera esteja completamente alinhada com o plano do laser, para evitar erros na medição. Nesta configuração foi utilizada uma lente Nikon

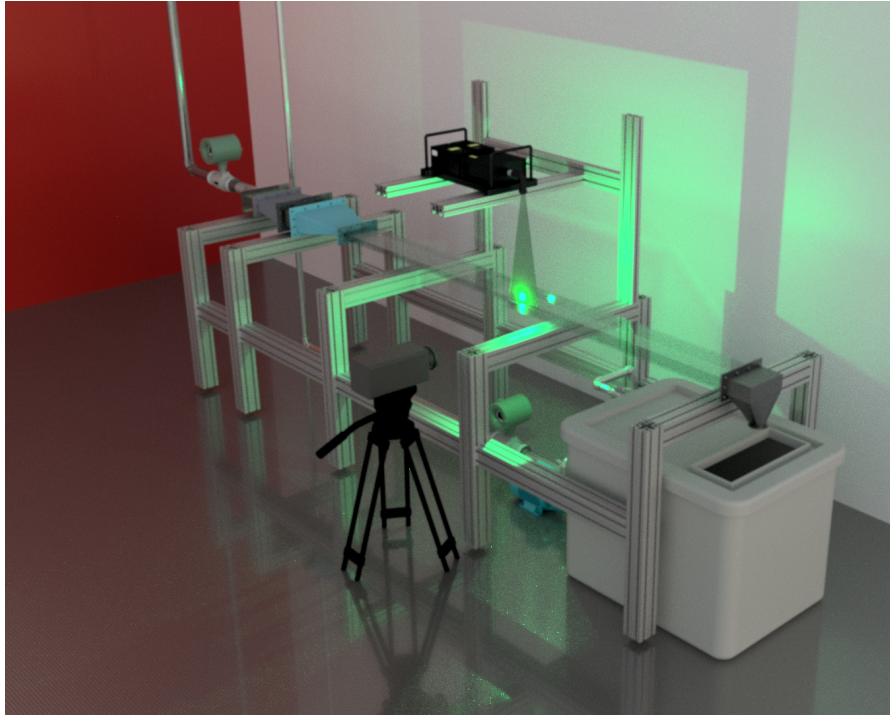


Figura 4.13: Desenho ilustrativo da configuração do sistema de velocimetria por imagem de partículas

AF Micro Nikkor 105 mm $f/2,8 D$, a qual obteve a melhor resolução para a área medida.

O laser e a câmera estão conectados a um sincronizador, modelo n9080N0772, número de série 704, do fabricante Dantec Dynamics, ligado ao computador e controlado pelo software Dynamic Studio 2015 que realiza a aquisição e processamento das imagens.

Aquisição

A calibração da imagem foi obtida por intermédio de um alvo de calibração, posicionado dentro do plano de visão da câmera, fazendo o ajuste de um sistema de coordenadas em pixel para o sistema métrico. Essa é uma etapa muito importante, pois os ajustes obtidos serão usados na fase de pós-processamento das imagens. Portanto, uma boa calibração deve ter uma imagem boa e sem distorções, para não comprometer os resultados finais.

Uma vez selecionada a seção de teste e alinhado todos os componentes do sistema, há três parâmetros que tem que ser ajustados antes de começar a aquisição das

imagens: frequência de aquisição, número de imagens e tempo entre pulsos. Os dois primeiros definem o intervalo de tempo amostral. Sendo 15 Hz a frequência máxima do laser utilizado, e 4170 imagens, se tem um intervalo de tempo amostral correspondente a 4,44 min. Por outro lado o tempo entre pulsos(Δt) é um parâmetro mais crítico de definir. Este intervalo deve ser suficientemente grande para permitir medições precisas do padrão de deslocamento das partículas traçadoras entre os dois pulsos, mas também, precisa ser curto suficiente para minimizar o número de partículas que se deslocam fora do plano do laser entre iluminações subsequentes.

Tabela 4.4: Δt usados para cada vazão medida

Vazão (m^3/h)	Δt (μs)
9	250-450
16,8	450-600

Usualmente esse tempo é calculado de modo que as partículas possam percorrer no mínimo $1/4$ da janela de interrogação. Em função disso o tempo entre pulsos foi ajustado para cada vazão medida. A tabela 4.4 mostra os Δt testados e que mostraram um pico de correlação bem definido de acordo a cada vazão.

O pico de correlação, além depende da quantidade de partículas presentes no escoamento. Neste estudo foi considerado um critério de 10 a 20 partículas por área de investigação, sendo a menor área de 8×8 pixels. Para melhorar o contraste entre o fundo e as partículas traçadoras um tratamento é realizado nas imagens. Se trata de subtrair uma imagem do escoamento sem partículas da mesma região onde é feita a medida com as imagens a processar. A diferença no contraste das partículas após o tratamento, evidenciou um incremento de aproximadamente 30% na taxa sinal ruído (SNR) do pico de correlação, aumentando dessa forma a precisão da medição, especialmente na região perto da parede, afetada pelos reflexos do laser.

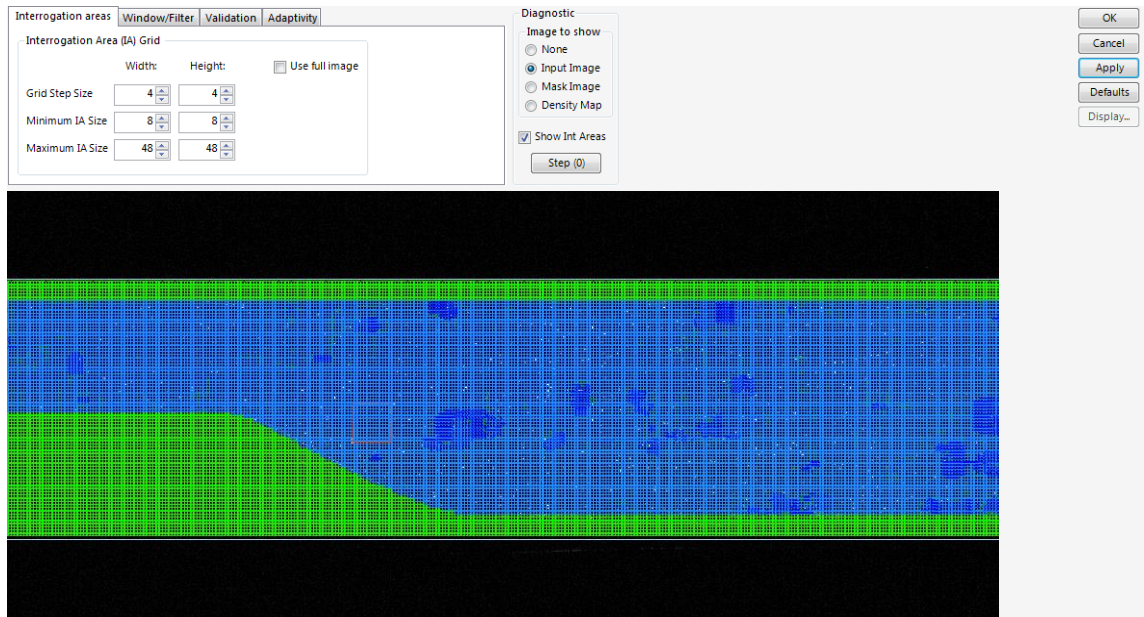


Figura 4.14: Adaptative PIV

Processamento

Após fazer aquisição das imagens, se procede a determinar o deslocamento das partículas e por consequência, de sua velocidade. Este cálculo é realizado pelo software *Dynamic Studio* a traves de um método de correlação adaptativa chamado *Adaptative PIV*. Este método permite calcular automaticamente o tamanho e forma ideal da janela de interrogação, com base nos gradientes de velocidade e qualidade da imagem. Isto leva a uma elevada precisão e resolução espacial, especialmente em regiões de alto cisalhamento, no presente estudo, localizadas perto da parede e sobre a camada cisalhante formada entre a zona de recirculação e a região de escoamento externo.

O método também possui filtros de validação para atenuar fontes de ruído que possam comprometer os cálculos da velocidade. A figura 4.14 apresenta os parâmetros principais de ajuste utilizados neste processo, onde foi configurada uma janela de interrogação de 48×48 pixels que podia reduzir o seu tamanho até 8×8 pixels, mostrando convergência após de 10 iterações.

Após a determinação dos 4170 campos vetoriais de velocidade, foi necessário aplicar um filtro, denominado *range validation*, cujo objetivo é eliminar os vetores

espúrio calculados no passo anterior. Os vetores espúrios podem ser identificados por terem comportamento diferente, ou fisicamente fora do normal, quando comparados com vetores vizinhos e com valores de parâmetros do escoamento estudado. Para este trabalho foram rejeitados os vetores que possuem uma magnitude maior a $2,5 \text{ m/s}$, valor determinado em função da observação dos campos vetoriais obtidos que permite destacar os vetores nitidamente discrepantes do conjunto. Finalmente, a média dos 4170 campos vetoriais é calculada graças a funcionalidade *vector statistics* do software *Dynamic Studio 2015* onde podem ser obtidos, entre outros dados, os perfis de velocidade e estadísticas turbulentas do experimento.

4.4.3 Configuração do Sistema ALD

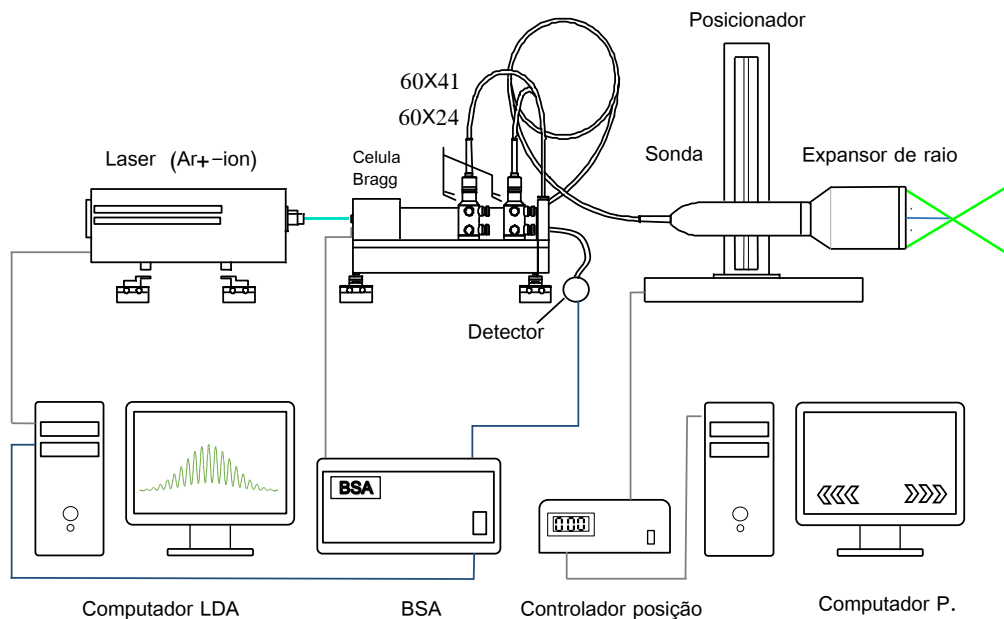


Figura 4.15: Diagrama de configuração do sistema ALD

O sistema de anemometria laser Doppler utilizado, foi montado como se indica na figura 4.15. O comando é realizado mediante dois circuitos que controlam em separado a medição, e o posicionamento da sonda.

O circuito de aquisição, esta composto por um laser DPSS (Diode Pumped Solid State), fabricado pela empresa Dantec dynamics, configurado para gerar dois feixes de laser com um comprimento de onda de $514,5 \text{ nm}$. Este equipamento possui um

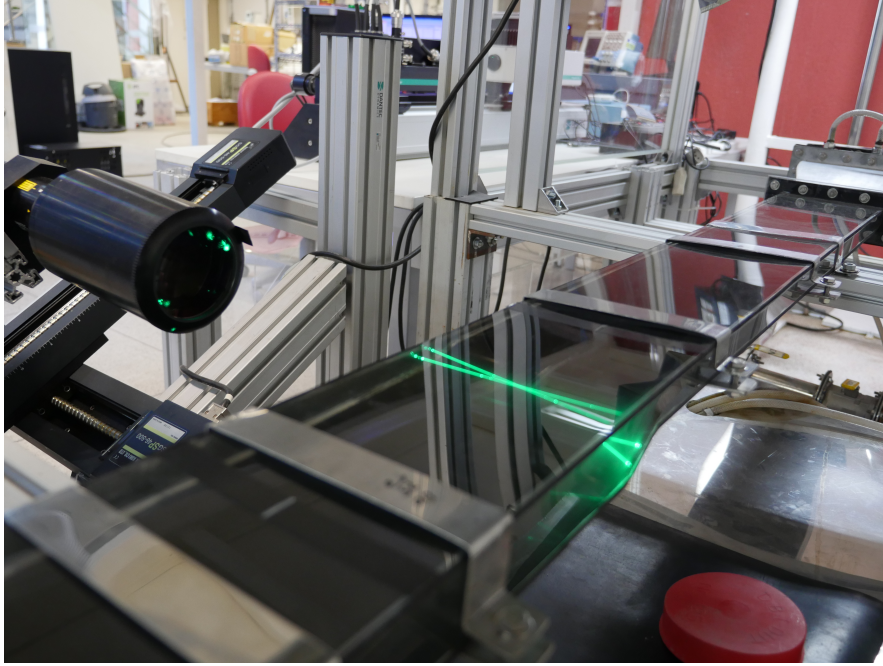


Figura 4.16: Expansor de raios utilizado na medição com VLD

detector posicionado *back – scatter* (no mesmo lado da sonda de transmissão dos feixes), que permite uma integração entre o sistema de recebimento e transmissão do sinal o que facilita a instalação e medição eliminando possíveis erros de alinhamento. Porém, esse sistema possui uma taxa de sinal ruído baixa comparado com o posicionamento *forward – scatter*. A vista disso, um expansor de raios teve que ser instalado. O expansor de raios (figura 4.16) possui uma combinação de lentes instalados na saída da sonda, que aumentam o diâmetro dos feixes assim como também a distância entre eles.

Considerando que a distância focal F permaneça inalterada, o aumento da distância entre os raios provoca o aumento do ângulo de cruzamento ϕ , que de acordo com a equação 4.17 gera uma redução no tamanho do volume de controle.

$$d_y = \frac{d_{cr}}{\cos(\phi/2)}, \quad d_x = d_{cr}, \quad d_z = \frac{d_{cr}}{\sin(\phi/s)} \quad (4.17)$$

Além de produzir um grande aumento na taxa sinal ruído, a redução do tamanho do volume de controle, no presente estudo, é favorável para realizar aquisição de dados em áreas como a subcamada laminar onde ocorrem grandes gradientes de velocidade em distâncias inclusive micrométricas. As dimensões do volumem de

controle gerado pelo expansor se mostram na tabela 4.5. O sinal que provem do escoamento é processado no BSA (*Burstspectrumanalyser*) para posteriormente se quantificado com ajuda do software *BSA Flow*, instalado no computador.

Tabela 4.5: Dimensões do volume de controle

Dimensão	Valor (<i>mm</i>)
dx	0,04767
dy	0,04734
dz	0,3989

Simultaneamente, para controlar o deslocamento entre os pontos de medição, se instalou um posicionador de 3 eixos marca Sigma Koki 46-500, cujas características são mostradas na tabela 4.6. Este sistema é operado mediante um controlador SK Shot 204 que ligado a uma rotina no software *labview* permite realizar os deslocamentos.

Tabela 4.6: Características do posicionador

Propriedade	Valor (<i>mm</i>)
Velocidade máxima	120 <i>mm/s</i>
Carga máxima	19 <i>kg</i>
Resolução	0-500 <i>mm</i>
Rango de deslocamento	10 μm

Para realizar a medição, dois tipos de montagens foram utilizadas:

- a) Na primeira, o posicionador foi montado sobre uma estrutura de alumínio com uma inclinação igual a da superfície da seção de teste (Figura 4.17 (a)). Dessa forma, foi possível realizar a medição do perfil de velocidade perpendicular a parede da rampa.
- b) Posteriormente, o posicionador foi instalado horizontalmente sem inclinação, pa-

ralelo a superfície do solo, com o intuito de realizar a medição do perfil de velocidade antes da expansão como observado na figura 4.17 (b).



(a) Inclinação de 15°

(b) Sem inclinação

Figura 4.17: Posicionamento da sonda no sistema VLD

Para ambos os casos o volume de controle foi posicionado no meio da dimensão transversal do canal. Após fazer o alinhamento dos feixes, foi necessário fazer ajustes em parâmetros no software do sistema para melhorar a qualidade da medição e diminuir o ruído nos sinais medidos. A través dos parâmetros *Center Velocity* e *Span velocity*, se demarca o valor médio da velocidade e as flutuações no ponto de medição. Estes valores devem ser ajustados para cada ponto, com base no histograma instantâneo gerado pelo software figura 4.18, o qual, mostra a quantidade de partículas traçadoras que passam pelo volume de controle em função da sua velocidade instantânea, sendo adquiridas 10.000 amostras para cada ponto.

Outro parâmetro relevante no ajuste da medição é a sensibilidade do fotodetector. Valores altos desse parâmetro aumentam a capacidade de detecção de partículas, o que gera um aumento na frequência de aquisição, porém, diminuindo a validação por causa de ruído detectado nos sinais. Para um ganho de 24dB e uma taxa sinal ruído SNR de 4, a sensibilidade foi ajustada entre 900 e 1100 V sendo maior perto

da parede, onde se tem menos partículas.

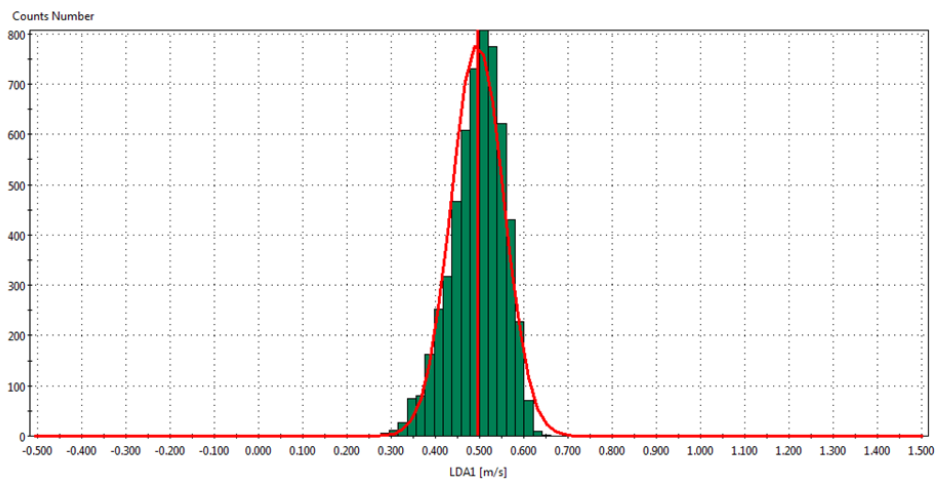


Figura 4.18: Histograma de distribuição instantanea de velocidade tomada do software BSA flow

Capítulo 5

Resultados

5.1 Caracterização do aparato experimental

Visando a validação do aparato experimental, inicialmente foram medidos campos de velocidade utilizando água ($n = 1$) na geometria *BFS* para $Re_h = 20300$ e $Re_h = 38000$. Esses resultados são comparados principalmente, com alguns dados experimentais obtidos para este tipo de geometria, no estudo de separação e recolamento de camada limite, medidos com ajuda da anemometria laser doppler, anemometria fio quente e velocimetria por imagem de partículas nos últimos anos (EATON e JOHNSTON, 1981).

As propriedades globais, foram quantificadas com a técnica de velocimetria por imagem de partículas, no meio da dimensão transversal do canal. Com o propósito de avaliar a bidimensionalidade do escoamento algumas medidas foram realizadas em planos $x - y$ localizados 3 cm a direita e esquerda do plano central do canal, antes da expansão, os quais mostram uma variação de até 2% em relação a aos dados adquiridos na linha do centro.

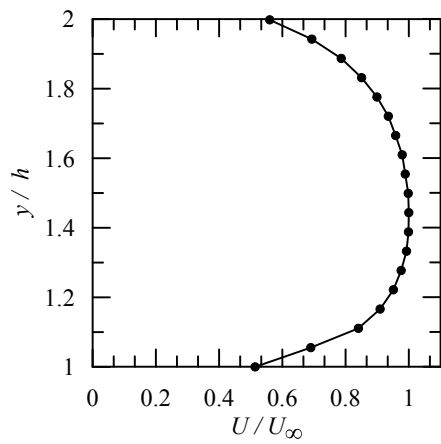
Para examinar mais de perto as características do campo de velocidade média, perfis de velocidade extraídos dos dados medidos com *VIP* em seis diferentes posições são mostrados na figura 5.1. As seis posições estão localizadas amontante da expansão em $x/h = 0$, no ponto de separação em $x/h = 1, 3$, no interior da região de separação em $x/h = 2, 85, 4, 5$ e $6, 5$ e finalmente na zona de recolamento em

$x/h = 9$. Ao longo da abcissa, a velocidade normalizada é apresentada como U/U_∞ e ao longo da ordenada, a distancia normal a parede é dada como y/h para todas as posições x/h . Na posição $x/h = 0$ se mostra que efetivamente, a camada limite se encontra totalmente desenvolvida quando atinge a seção de medição. Comparando a velocidade media obtida ao fazer a integração do perfil de velocidade, contra os dados de velocidade obtidos a partir do medidor de vazão, se mostra uma variação de 3,72%.

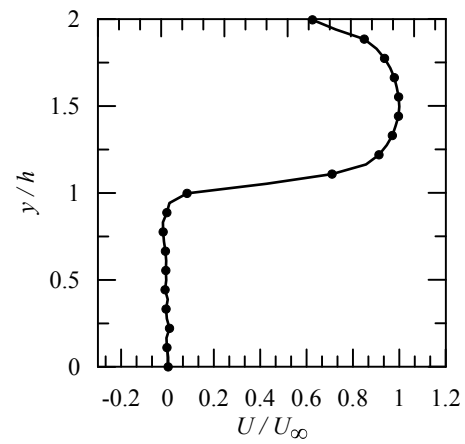
Na figura 5.1 *b*), se observa a forma do perfil justo no momento da separação. Aqui a velocidade se mantém em zero ate a altura do degrau $y/h = 1$, sendo impossível obter dados de tensão e estrutura do perfil de velocidade na região da parede. Por outro lado, as figuras 5.1 *c*), *d*) e *e*), apresentam o perfil do escoamento separado abaixo da altura do degrau $y/h = 1$. Ao redor de $y/h = 1$, a velocidade muda rapidamente em uma curta distância y , indicando que nesse ponto, se localiza uma região de camada cisalhante. Perto do degrau, esta camada é muito delgada, causando grandes gradientes de velocidade. Mais ajustante na região de recolamento, o gradiente de velocidade abrupto presente na camada cisalhante diminui, e a esta camada começa a se espalhar como pode ser observado na figura 5.1 *f*). Além disso a altura da região de separação diminui a medida que a camada cisalhante se curva para a parede tornando a região de recirculação quase inexistente perto do ponto de recolamento.

Um dos parâmetros mais importantes na caracterização do escoamento com separação, é o comprimento da região de recirculação. Aqui pode ser analisada a distância na qual o escoamento recola novamente mudando assim a estrutura da camada limite. Experimentos realizados em tuneis de vento para este tipo de geometria, (e.g. EATON e JOHNSTON (1981), CHANDRSUDA (1976), ABBOTT e KLINE (1962)) mostram que esta distância varia entre 4,9 e 8,2 vezes a altura do degrau h dependendo principalmente dos seguintes parâmetros:

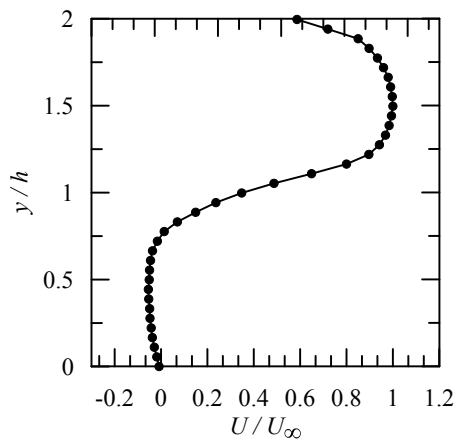
1. Condição inicial da camada limite (laminar/turbulenta). O escoamento torna-se independente do numero de Reynolds quando a camada limite é completamente



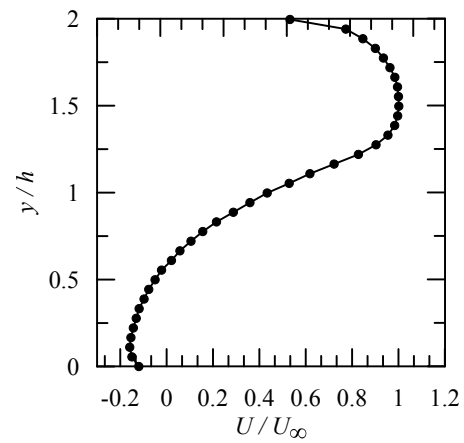
(a) $x/h = 0$



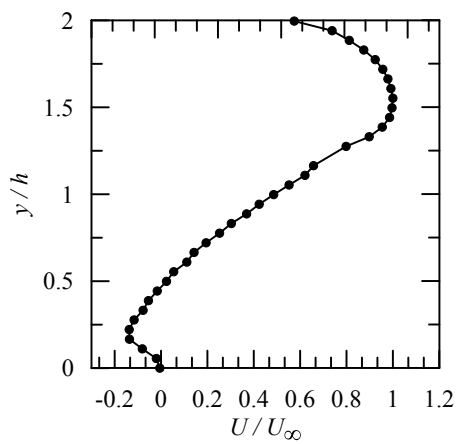
(b) $x/h = 1, 3$



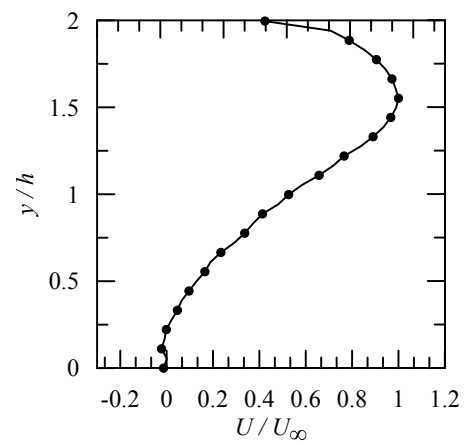
(c) $x/h = 2, 85$



(d) $x/h = 4, 5$



(e) $x/h = 6, 5$



(f) $x/h = 9$

Figura 5.1: Perfis de velocidade medidos com velocimetria por imagem de particulas na geometria do degrau para $Re_h = 38000$

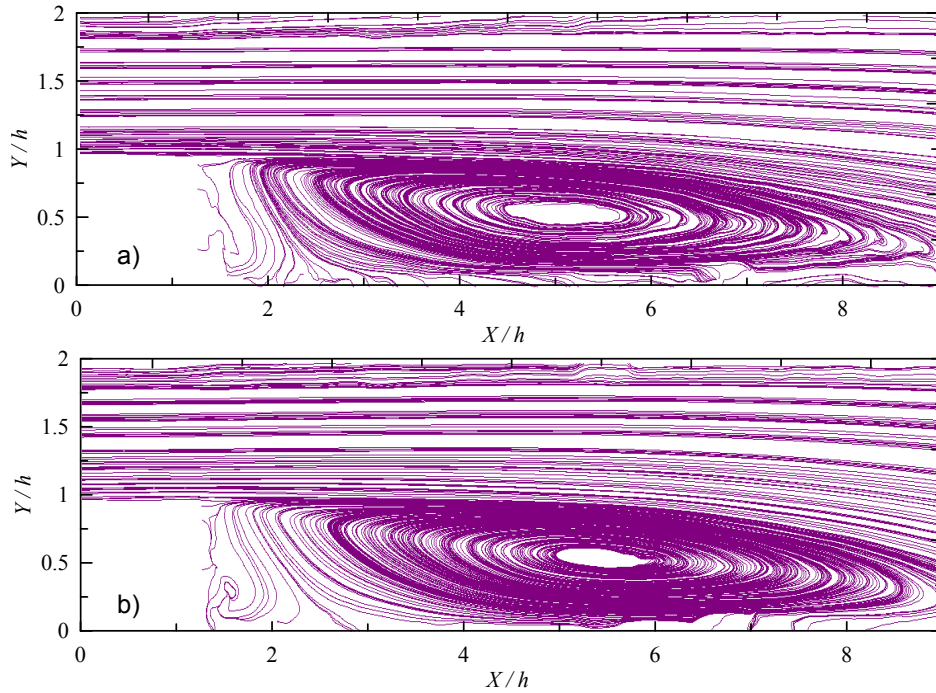


Figura 5.2: Linhas de corrente do escoamento sobre degrau para as duas vazões testadas a) $Re_h = 20300$ e b) $Re_{MR} = 38000$

turbulenta, no entanto, camadas originadas de escoamentos inicialmente laminares, crescem mais rapidamente que as originadas de escoamentos completamente turbulentos.

2. Espessura inicial da camada limite. NARAYANAN *et al.* (1974) mostra uma pequena influencia deste parâmetro no tamanho da região de separação.
3. Turbulência do escoamento externo. Dados experimentais de sugerem que altos níveis de turbulência do escoamento externo diminuem o comprimento de recolamento.
4. Gradiente de pressão.
5. Razão de expansão. DE BREDERODE (1972) sugere que para uma razão de expansão menor a 10 o comprimento de recolamento aumenta se a camada limite antes da separação é laminar, e diminui se esta é turbulenta.

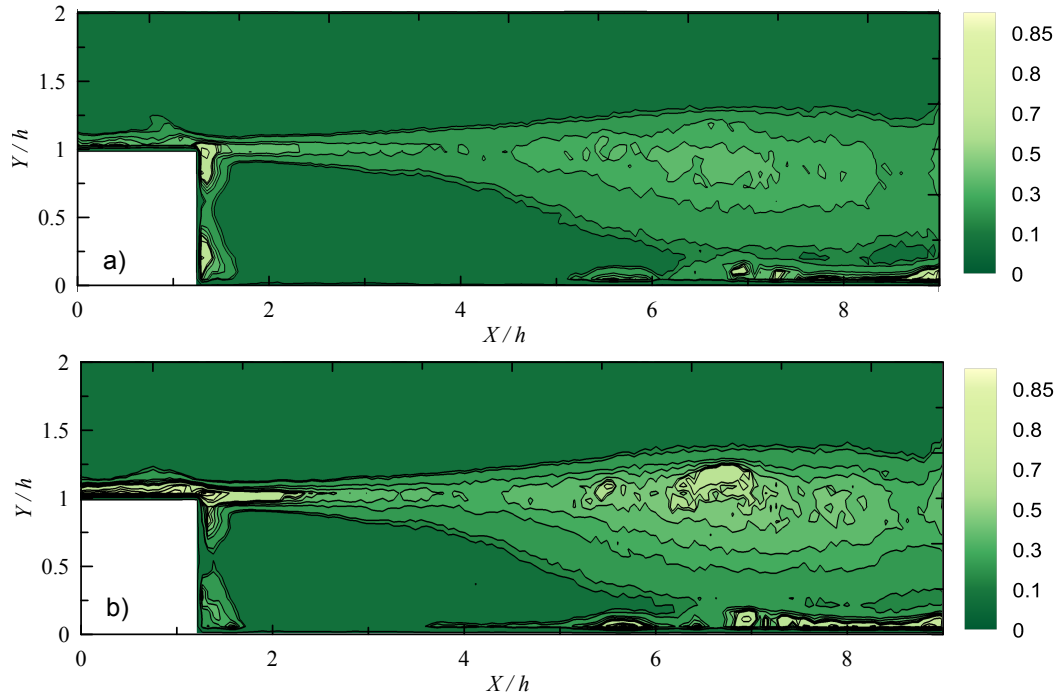


Figura 5.3: Mapa de contorno de cores das flutuações de velocidade a) u'/U_∞ e b) v'/v_∞ para $Re_h = 38000$ obtido das medições com velocimetria por imagem de partículas

Na figura 5.2 apresentam-se as linhas de corrente do escoamento para $Re_h = 20300$ e $Re_h = 38000$. Aqui pode se observar a aparição de duas regiões de recirculação. A primeira, localizada na quina inferior do degrau em $x/h = 0$, circulando em sentido anti-horário, possui um comprimento equivalente a 0,5 vezes a altura do degrau h . A jusante, aparece uma região com um comprimento 6,5 vezes maior que a anterior, característica neste tipo de geometria. assim, o ponto de recolamento x_r , vai estar localizado ao redor de $x/h = 9$. Este comprimento além, parece incrementar a sua magnitude levemente, a medida que o Reynolds aumenta.

Por outro lado a figura 5.3, apresenta as flutuações turbulentas da velocidade u' e v' para o caso do $Re_h = 38000$. Cada componente é apresentado através de um mapa de contorno, com a distância x/h , posicionada na abcissa e a distância normal a parede, y/h , ao longo das ordenadas. A escala de cores situada do lado do gráfico de contorno, indica a magnitude da velocidade, normalizada por U_∞ . Para ambas figuras os picos encontram-se localizados dentro da camada cisalhante, com o maior

valor presente ao longo do meio desta camada, perto da borda de separação. Os dados apresentados nestas figuras, mostram grande similitude com os dados obtidos por (SCARANO e RIETHMULLER, 1999) no estudo da geometria *BFS* usando *VIP*.

Fazendo uma comparação dos mapas de contorno, é possível observar que no escoamento se tem uma turbulência isotrópica, sendo $u' \approx v'$. No entanto esta turbulência tende a ser anisotrópica $1,5h$ antes do ponto de recolamento, quando a camada separada cisalhante começa a desaparecer e u' é maior que v' . A magnitude da velocidade v' também difere de u' na bolha de recirculação localizada em $x/h = 1,2$, sendo este o único ponto onde a componente da velocidade turbulenta em y é maior em magnitude a componente em x .

Perfis médios das flutuações de velocidade nas posições $x/h = 1,2$, $x/h = 2,5$ e $x/h = 6,5$ são comparados na figura 5.4. Aqui deve-se observar que o valor máximo de u' se localiza exatamente no ponto de separação em $y/h = 1$. Ao longo da região de separação, os perfis se equilibram mostrando um comportamento similar, apresentando um pico exatamente no centro da camada cisalhante.

5.2 Escoamento sem separação

O escoamento sobre superfícies inclinadas, particularmente em difusores, tem sido um clássico tema de estudo no campo de mecânica de fluidos, particularmente na caracterização dos distintos fenômenos que acontecem quando se tem mudanças súbitas na superfície de um escoamento, representados, entre outras coisas por câmbios substanciais do campo de pressão e conseqüentemente de velocidade do escoamento. Diversos estudos tanto experimentais quanto numéricos, foram focados a caracterização deste tipo de geometrias, visando principalmente a evitar a separação da camada limite. Autores com BARLOW *et al.* (1999) encontraram que para geometrias como uma relação de área A_R entre 3 e 5, ângulos de divergência maiores de 8° , podem gerar um gradiente de pressão adverso e conseqüente separação da camada limite. Considerando que neste caso, contrário a um difusor, se pretende induzir

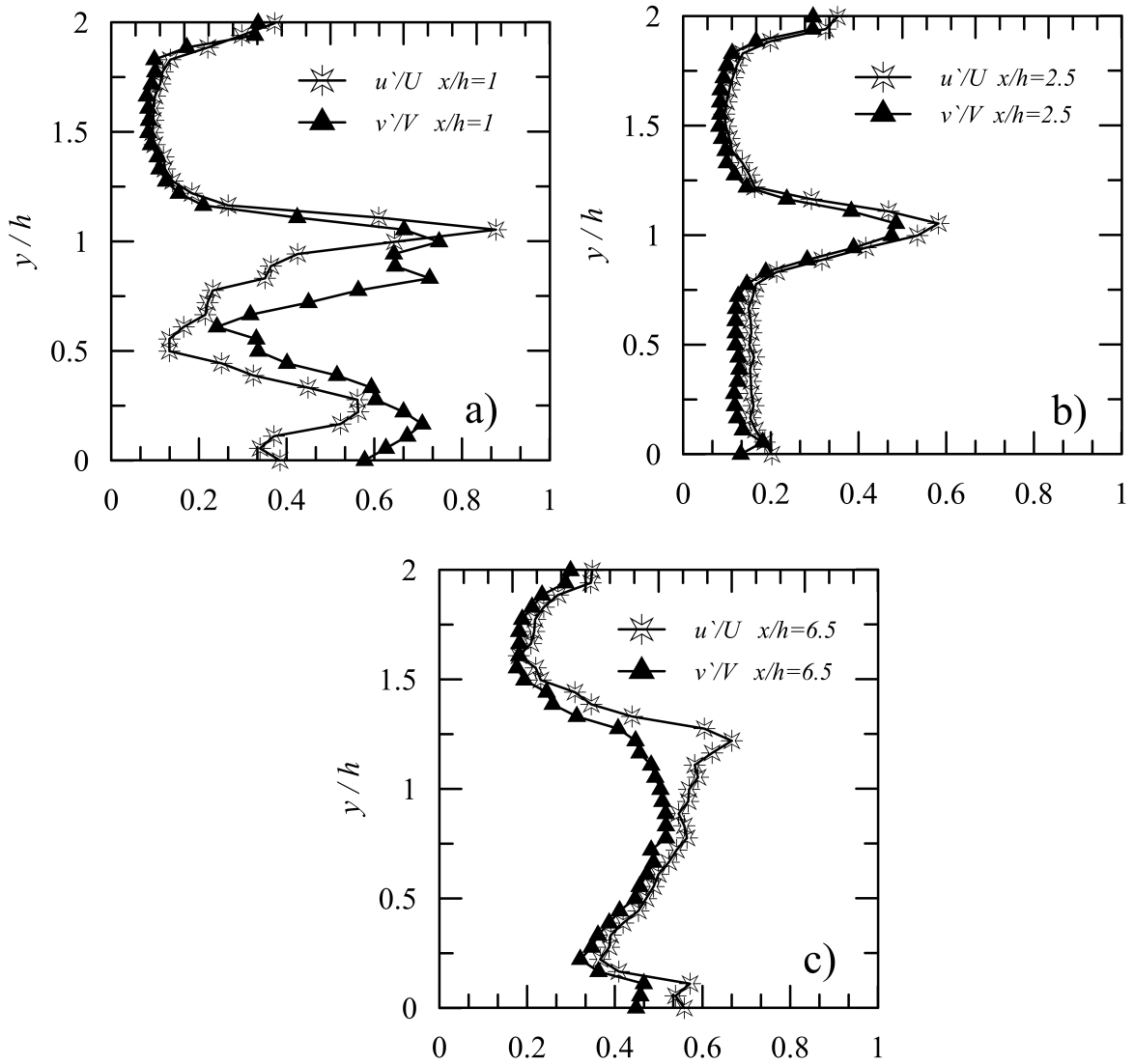
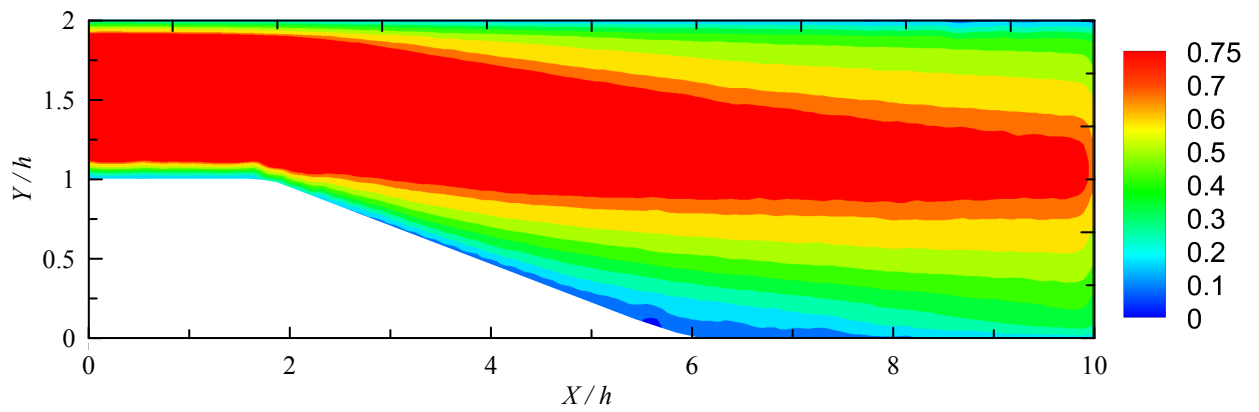
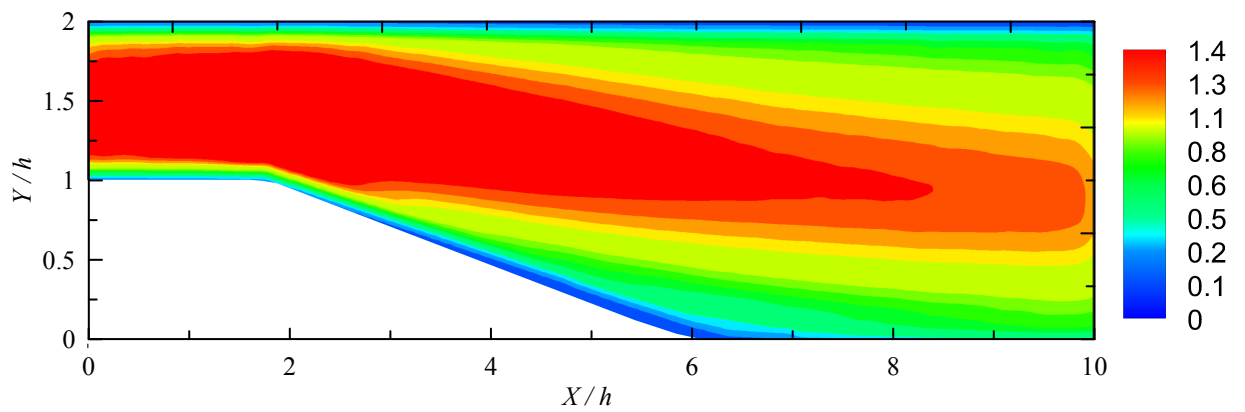


Figura 5.4: Comparação das flutuações de velocidade longitudinal e transversal do escoamento no degrau para $Re_h = 38000$. No eixo das abscissas encontra-se a magnitude de u'/U_∞ e v'/V_∞ , e nas ordenadas a distancia perpendicular a parede y/h nas posições a) $x/h = 1, 5$, b) $x/h = 3$ e c) $x/h = 6, 5$.



(a) $Re_h = 20300$



(b) $Re_h = 38000$

Figura 5.5: Mapa de contorno de cores da componente horizontal da velocidade (u) medida com velocimetria por imagem de particulas na rampa com inclinação de 15° .

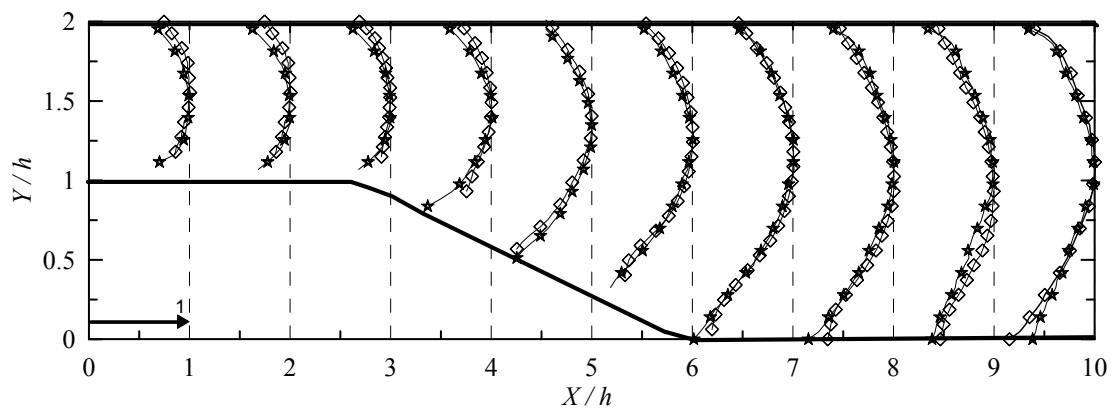


Figura 5.6: Comparação dos perfis de velocidade adimensional u/U_∞ ao longo da seção de teste na rampa com inclinação de 15° para $Re_h = 38000$ ($-*$) e $Re_h = 20300$ ($-\diamond-$).

separação, foi estudada uma geometria com angulo de divergência $\theta = 15^\circ$ (R15) e uma razão de expansão A_R de 2:1 utilizando água como fluido nos diferentes testes.

A figura 5.5 apresenta o campo de velocidade, obtido mediante o uso da técnica de velocimetria por imagem de partículas, para a geometria R15 para duas vazões distintas. Aqui o comportamento é similar para as duas condições medidas, observando-se uma redução de aproximadamente 30% na magnitude do pico de velocidade depois da expansão para ambos casos. Não obstante, contrario ao esperado, o escoamento nesta geometria, exhibe um comportamento bastante homogêneo e sem perturbações ao longo da área estudada.

Perfis médios da componente horizontal da velocidade, são analisados na figura 5.6. Os 10 perfis, normalizados com a velocidade máxima local, $U_{\infty L}$, estão localizados nas posições $x/h = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ e 9 . Esta análise permite conferir, que apesar de ter um angulo de divergência $\theta > 8^\circ$, a mudança na geometria não é o suficientemente abrupta, para induzir separação da camada limite. Por tanto se conclui que para uma razão de expansão $A_R = 2$, ângulos de divergência de até 15° podem evitar separação, dependendo da qualidade do escoamento antes da expansão.

5.3 Escoamento com separação

Nesta secção serão descritos os testes realizados para o caso da rampa com angulo de divergência $\theta = 30^\circ$. Nesta geometria, foram medidas características globais e locais de fluidos lei de potência com índices de comportamento $n = 1$, para o caso da água e $n < 1$ no caso da solução de *CMC*.

Devido ao comportamento puramente viscoso do *CMC*, este polímero é tipicamente usado para simular o escoamento de fluidos lei de potência, também, graças a que é óticamente transparente, permite o uso das técnicas não intrusivas de medição como as já mencionadas *VIP* e *VLD*. Trabalhos experimentais desenvolvidos no núcleo interdisciplinar de dinâmica dos fluidos *NIDF* com este tipo de fluidos (BAUNGARTNER, 2017),(CARDOSO, 2013), mostraram que soluções de entre 0.05% e 0.2% em massa de *CMC* de alta viscosidade, exibem comportamento

Tabela 5.1: Propriedades reológicas dos fluidos testados na rampa com inclinação de 30°

Fluido	K ($Pa s^n$)	n
Água	0,00081	1,00
CMC <i>VIP</i>	0,02672	0,73
CMC <i>ALD</i>	0,00753	0,86

reofluidificante, aduzindo a redução do atrito sob determinadas condições. Para o caso particular do presente trabalho, uma solução intermediária próxima a 0.1% em massa de *CMC* foi testada nas mesmas condições do fluido de referência, no caso, da água.

Para avaliar a possível degradação bacteriana da solução que causa a quebra de cadeias poliméricas e essencialmente, a fim de garantir a repetitividade das propriedades do fluido no decorrer dos testes, foram analisadas as propriedades reológicas de amostras retiradas antes e depois da realização dos mesmos. A Tabela 5.1 apresenta as propriedades reológicas dos fluidos utilizados. A variação entre as propriedades dos fluidos entre a condição inicial e final para o caso do *VIP* foi de aproximadamente 25%, inferindo assim, ausência de degradação no fluido. Não obstante, os testes realizados durante as medições com *ALD*, registraram uma diminuição de até 30% no coeficiente de consistência e um aumento de 6,5% para o índice de comportamento. Embora que a técnica de *ALD* ofereça inúmeras vantagens em comparação com outras técnicas, é preciso advertir que a obtenção de dados particularmente nas condições planteadas no presente estudo, suscitam bastante tempo, sendo necessário de 6 a 8 horas para medir um perfil nas condições ideais. Isto implica que o fluido tem que ser submetido a uma ação prolongada de deformação mecânica causada pela bomba centrífuga durante o processo de deslocamento do fluido. Este fenômeno já tinha sido observado em trabalhos anteriores, como *PINHO e WHITELAW (1990)* e *COELHO e PINHO (1998)*, que afirmam que esta degradação origina a ruptura das moléculas e conseqüente alteração de suas propriedades, uma vez que depende da intensidade e duração das tensões aplicadas.

As figuras 5.7 e 5.8 mostram o comportamento da viscosidade e tensão de cisa-

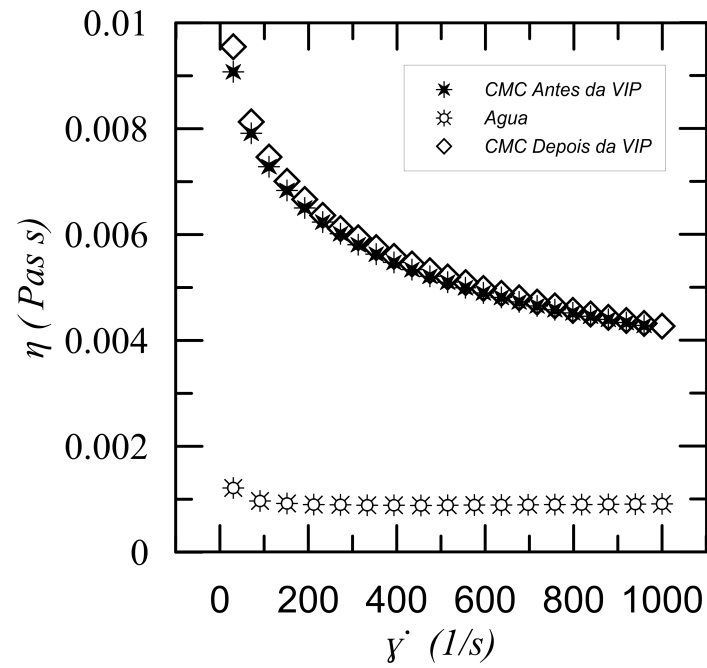
lhamento em função da taxa de cisalhamento para as soluções usadas nas medições com *VIP* e *VLD* respetivamente. Nas figuras se exhibe também o comportamento reológico da água a $27^{\circ}C$, temperatura média na qual foram realizados os testes. Para o caso do *CMC*, em ambas figuras se constata que de fato, a viscosidade é inversamente proporcional ao incremento da taxa de cisalhamento. No que se refere ao aumento da taxa de deformação, acontece uma progressiva degradação do entrelaçamento das moléculas do fluido, quando sujeitas às tensões tangenciais de intensidade crescente. Estas tensões conduzem a um progressivo ordenamento dessas moléculas, que avançam em direções paralelas às do escoamento, reduzindo dessa forma sua interação e em consequência, a resistência do fluido ao escoamento, ou seja, sua viscosidade instantânea.

Pode-se observar, também, que ao adicionar o polímero, a viscosidade do fluido torna-se, até dez vezes maior que da água quando este se encontra em estado de repouso e reduz aproximadamente 60% sua magnitude quando se aplica uma taxa $\dot{\gamma} = 1000s^{-1}$ quando $n = 0.734$. A medida que o n é maior, essa redução da viscosidade se torna menor. Para o fluido utilizado nas medições ALD ($n = 0,8619$), essa redução de viscosidade foi da ordem do 40% para a mesma taxa de cisalhamento.

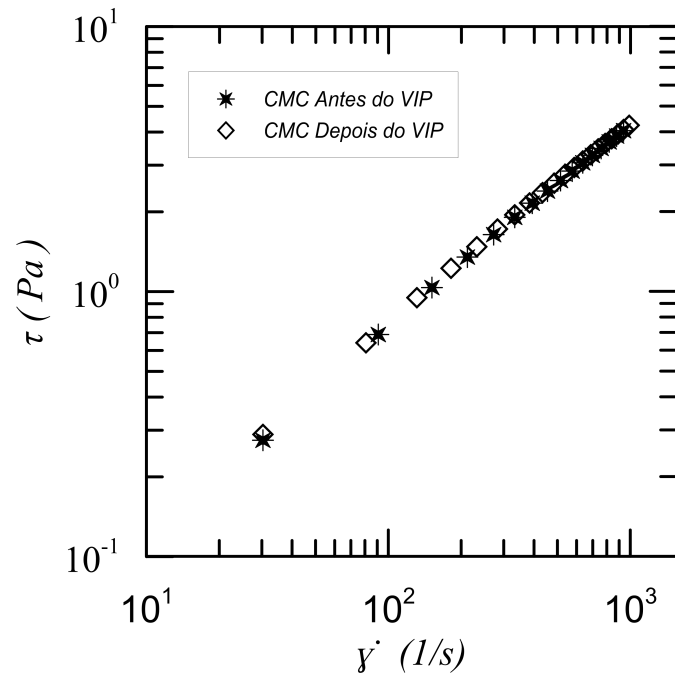
5.3.1 Campos de velocidade media

As grandezas globais do escoamento, medidas com *VIP*, foram caracterizadas para duas vazões de 9 e $16.5m^3/h$, tanto para água como para a solução de *CMC*. Estas, correspondem a (a) $Re_h = 20,300$ e (b) $Re_h = 38,000$ quando $n = 1$. Por outro lado, para o caso de fluidos lei de potencia a determinação do numero de Reynolds é realizada em função dos índices de consistência e de comportamento como sugerido por METZNER e REED (1955) expressado na equação 5.1. Para $n = 0,734$, equivalem a (c) $Re_{MR} = 1,950$ e (d) $Re_{MR} = 4,400$ respetivamente.

$$Re_{MR} = \frac{\rho U_{cl}^{(2n-1)} h^n}{k((3n+1)/(4n))^n 8^{(n-1)}} \quad (5.1)$$

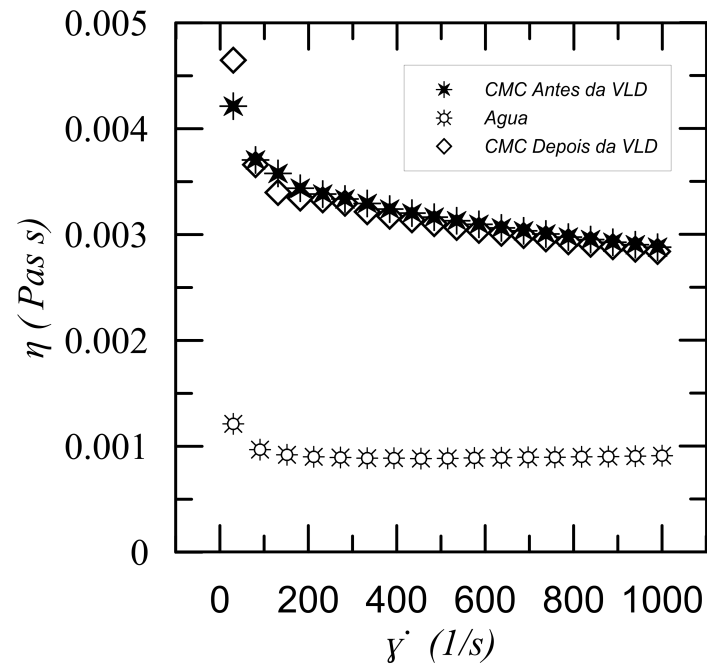


(a) Viscosidade em função da taxa de deformação para as soluções de CMC e água.

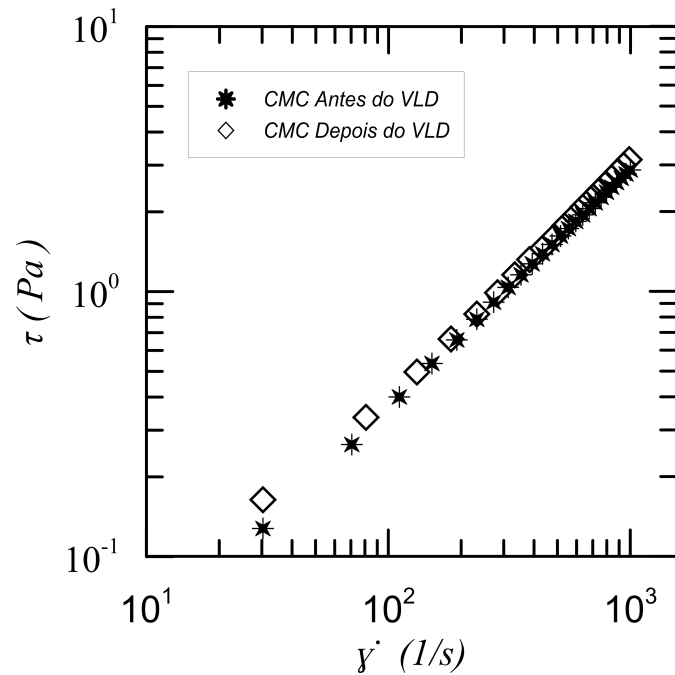


(b) Tensão de cisalhamento como função da taxa de deformação para as soluções de CMC.

Figura 5.7: Caracterização dos fluidos de trabalho usados nas medições com velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° .



(a) Viscosidade em função da taxa de deformação para as soluções de CMC e água.



(b) Tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação para as soluções de CMC.

Figura 5.8: Caracterização dos fluidos de trabalho usados nas medições com anemometria laser doppler na rampa com inclinação de 30° .

As figuras 5.9 e 5.10, apresentam na forma de contornos por escala de cores, os campos de velocidade de u (componente principal do escoamento) em m/s , para as duas vazões testadas com água. Novamente, a distância x/h paralela ao escoamento encontra-se ao longo da abcissa enquanto que a distância normal a parede y/h é representada ao longo do eixo das ordenadas.

Nas figuras, observa-se que antes da separação, o valor da velocidade u , possui um comportamento uniforme e simétrico em relação ao eixo de simetria $y/h = 1,5$. Quando o fluido atinge a rampa, ele se curva para a parede inferior do canal separando-se sobre a superfície inclinada e formando uma única bolha de recirculação, que se estende na direção do escoamento. Enquanto isso, o escoamento principal mantém sua magnitude e sentido praticamente inalterados até a recirculação terminar onde uma forte redução de velocidade ocorre.

Embora os dois casos revelam um comportamento similar, observa-se uma leve diferença principalmente na forma da região de recirculação. Esta zona representada na cor azul (velocidades próximas de 0), apresenta tamanho maior principalmente na direção perpendicular a parede inferior do canal. Estas divergências podem ser atribuídas a diferenças na espessura da camada limite na separação ou inclusive aos níveis de turbulência iniciais do escoamento.

Entretanto a máxima velocidade negativa medida dentro da recirculação, para ambas condições foi aproximadamente $0,14U_\infty$, mostrando uma redução, comparado com o escoamento no degrau, onde se apresentaram valores de aproximadamente 20% da magnitude da velocidade do escoamento principal. Para ambos casos se observa que o escoamento começa a ter uma magnitude positiva em $y/h = 0$ depois de $x/h = 7$ o que sugere que perto de esse ponto encontra-se o ponto de recolamento. Apesar que não é possível caracterizar de forma adequada o que acontece após o recolamento devido a dimensão da seção medida, deduz-se que a partir de $x/h = 10$, o escoamento se encontra completamente organizado sem gradientes abruptos de velocidade e se espera que a camada limite se encontre totalmente recuperada dos efeitos da separação.

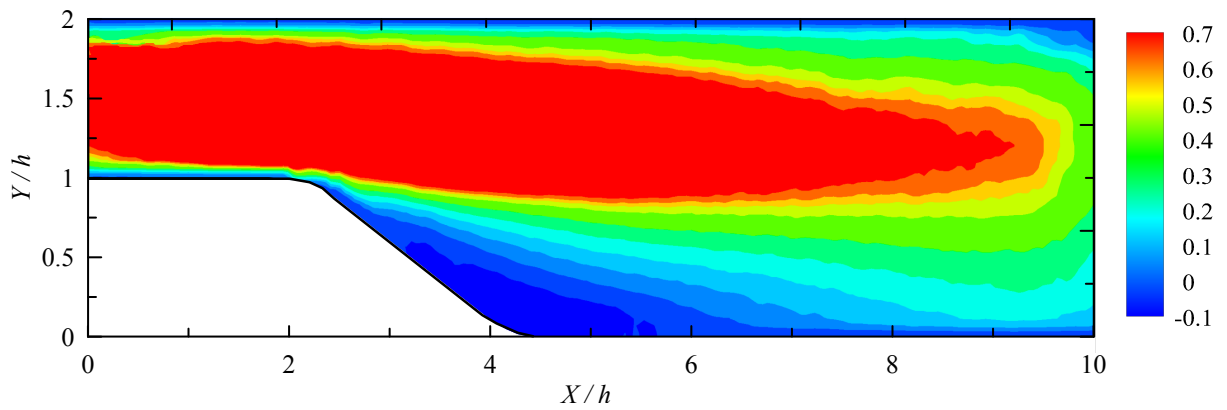


Figura 5.9: Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de particulas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 20300$.

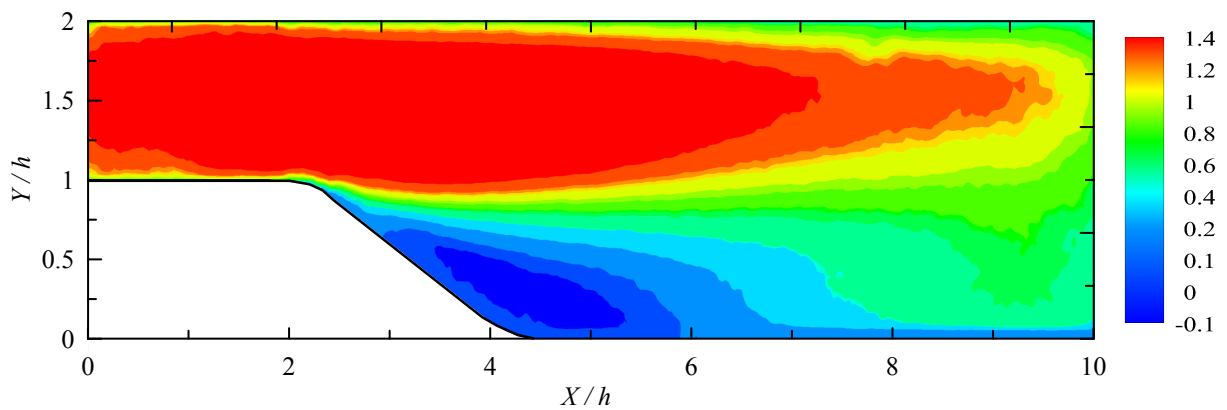


Figura 5.10: Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de particulas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 38000$.

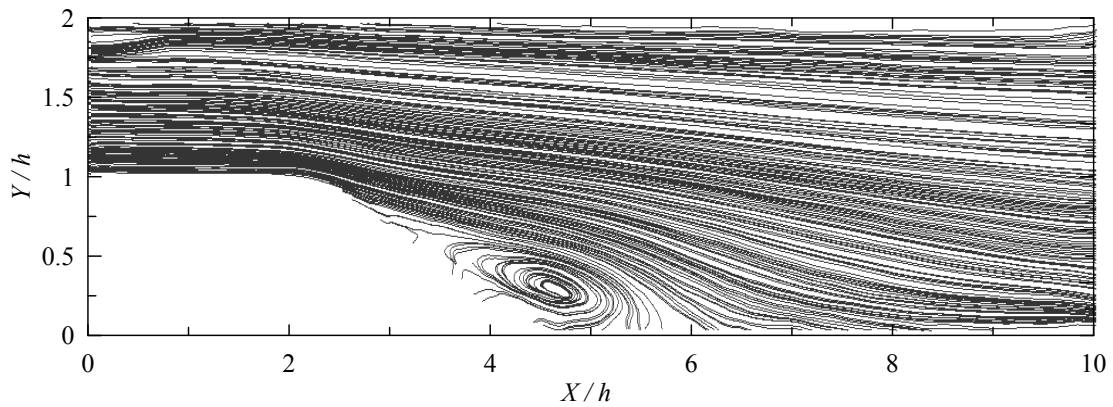


Figura 5.11: Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a traves da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 20300$.

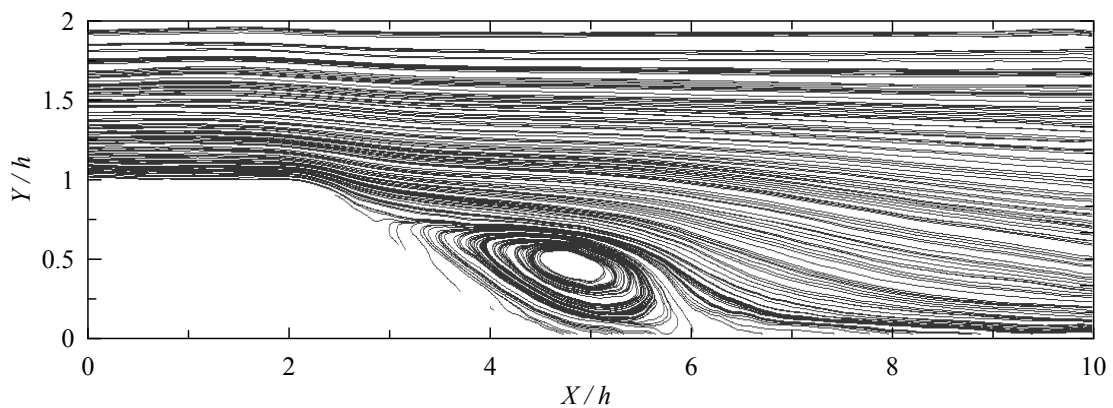


Figura 5.12: Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a traves da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 38000$.

A estrutura deste escoamento é avaliada facilmente, analisando as linhas de corrente apresentadas nas figuras 5.11 e 5.12. Em ambos casos, se observa que a separação acontece praticamente no mesmo ponto, localizado sobre a superfície inclinada da rampa em $x/h = 3$. No entanto o comprimento da região de recirculação exibe uma leve mudança, aumentando o seu tamanho a medida que aumenta a velocidade, variando de 2,8 a 3.2 vezes a altura da expansão h . Esse aumento no tamanho é refletido na posição do núcleo da recirculação, que apresenta uma diferença de aproximadamente $0,4h$ entre as duas condições.

Em contrapartida, contida nas figuras 5.13 e 5.13 encontram-se os campos de velocidade longitudinal para o escoamento do *CMC* ($n = 0,73$) nas duas vazões testadas. embora ambos os escoamentos tenham um aumento no comprimento do recolamento, existem diferenças ainda mais fundamentais nas características principais do escoamento em comparação com os testes de água.

Antes da separação em $x/h = 0$ e $x/h = 2$ o escoamento tem um comportamento similar inclusive aos testes realizados para água; aqui a maior diferença reside no aumento entre 15 e 20% do pico de velocidade para ambos os casos. Esta particularidade sugere uma mudança na forma do perfil de velocidade e conseqüentemente, da estrutura da camada limite perto da parede. Aqui, a espessura da camada limite é levemente maior para o fluido não-newtoniano do que para os dois escoamentos de água correspondentes, diferença que pode ser causada pela natureza reofluidificante da solução *CMC*.

Após a expansão, o comportamento é totalmente distinto para o escoamento de *CMC* quando comparado com à água e entre as duas vazões testadas. Para $y/h > 1$ o escoamento principal se mantém constante na direção x até uma distância de aproximadamente 6 vezes a altura da expansão h , onde uma redução de apenas 3% na magnitude do U_∞ é percebida. Para a condição (d), $Re_{MR} = 4400$, a camada limite separa-se logo depois de começar a fluir sobre a superfície inclinada formando uma região de recirculação que se estende até uma distância aproximadamente $5,5h$ a montante da separação. As linhas de corrente para este regime (Fig. 5.16) confirmam

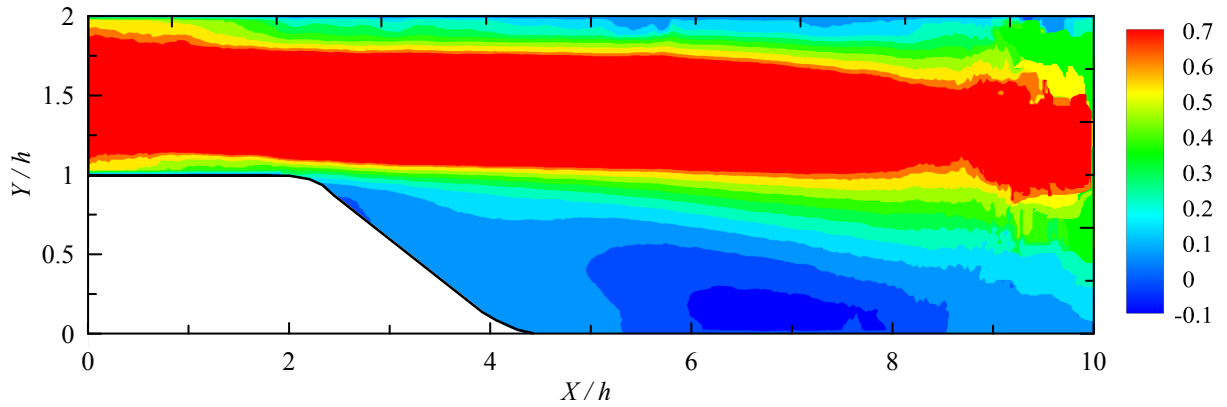


Figura 5.13: Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de particulas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC ($Re_{MR} = 1950$).

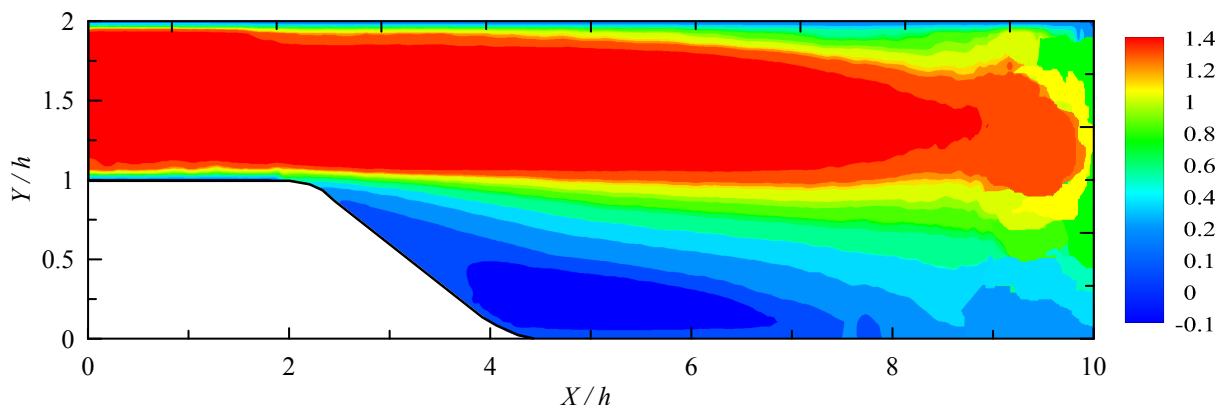


Figura 5.14: Mapa de contorno de cores da distribuição da componente longitudinal de velocidade u medida com velocimetria por imagem de particulas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC ($Re_{MR} = 4400$).

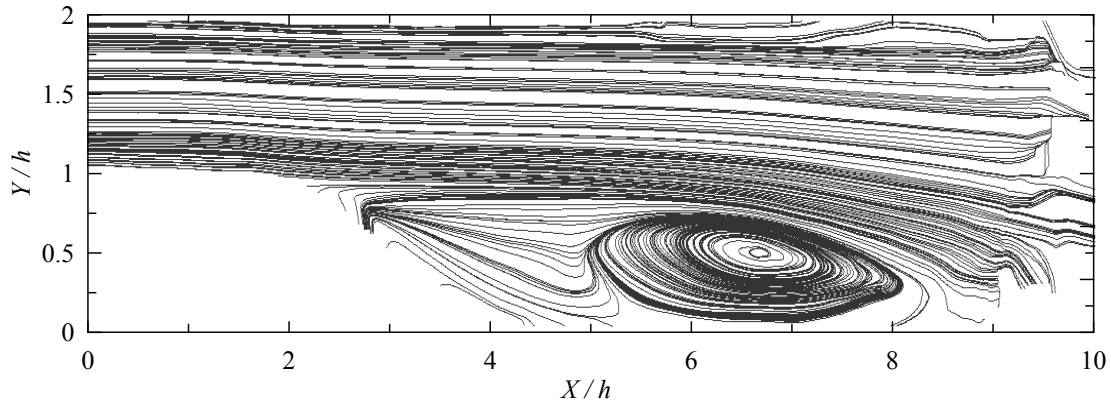


Figura 5.15: Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a través da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC na condição $Re_{MR} = 1950$. Observe-se formação da bolha de separação sobre a superfície horizontal entre $x/h = 5$ e $x/h = 8,5$

o aumento de cerca 40% no comprimento de recolamento comparado com água nas mesmas condições. A região de recirculação, além, é maior transversalmente tendo o núcleo localizado $y/h = 0,5$ perpendicular a parede inferior do canal.

Por outro lado, este panorama muda totalmente para a condição (c) equivalente a $Re_{MR} = 1950$, neste caso, quando o fluido se desloca sobre a superfície inclinada do canal, no mesmo ponto que na condição (d) ocorreu a separação, observa-se velocidades negativas que refletem a aparência de pequenos vórtices localizados em $x/h = 2,5$. No entanto, à medida que o fluido percorre a superfície, essas velocidades tornam-se novamente positivas, indicando que não há separação da camada limite nesse ponto. Na verdade, e ao contrário do esperado, a camada limite se separa logo após a rampa na superfície horizontal do canal e aparece uma região com velocidades negativas com um tamanho de aproximadamente $3,5h$. De fato, ao analisar o padrão de escoamento indicado na figura 5.15 isto é verificado.

Uma melhor perspectiva do que acontece neste fenômeno pode ser observado nas figuras 5.17 e 5.18. Aqui, os perfis de velocidade da componente longitudinal

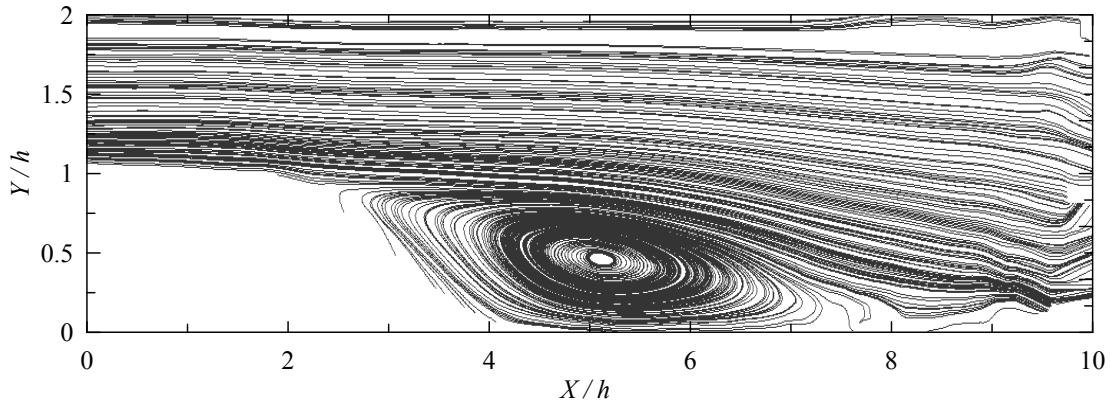


Figura 5.16: Linhas de corrente do padrão do escoamento, obtidas a través da técnica de velocimetria por imagem de partículas na rampa com inclinação de 30° para a solução de CMC na condição $Re_{MR} = 4400$. Se observa um claro aumento no tamanho da bolha de recirculação comparado com a mesma vazão para o escoamento de água.

u , em (m / s) são representados, em função da distancia perpendicular a parede (y) adimensionada pelo comprimento h , para várias posições ao longo do canal. Como pode ser observado, a concentração de CMC apresenta grande influência no comportamento das distribuições de velocidade, inclusive antes da expansão, onde um incremento no pico da velocidade aparece no centro da entrada do canal. Este aumento de velocidade, se mantêm durante a separação e posteriormente, apos o recolamento.

Também, o escoamento de CMC mostra um aumento geral nas velocidades negativas dentro da região de recirculação, em comparação coma a água. A velocidade máxima de recirculação negativa é aumentada em mais de 30% de $0,14U_\infty$ a $0,2U_\infty$.

Uma atenção especial deve ser dada a condição (c) ($Re_{MR} = 1950$); enquanto as outras condições começam a mostrar velocidades negativas a partir de $x / h = 3$, esta condição, em particular, mantêm velocidades positivas, mesmo próximas de zero. É só depois de $x / h = 6$ que a velocidade negativa começa a aparecer.

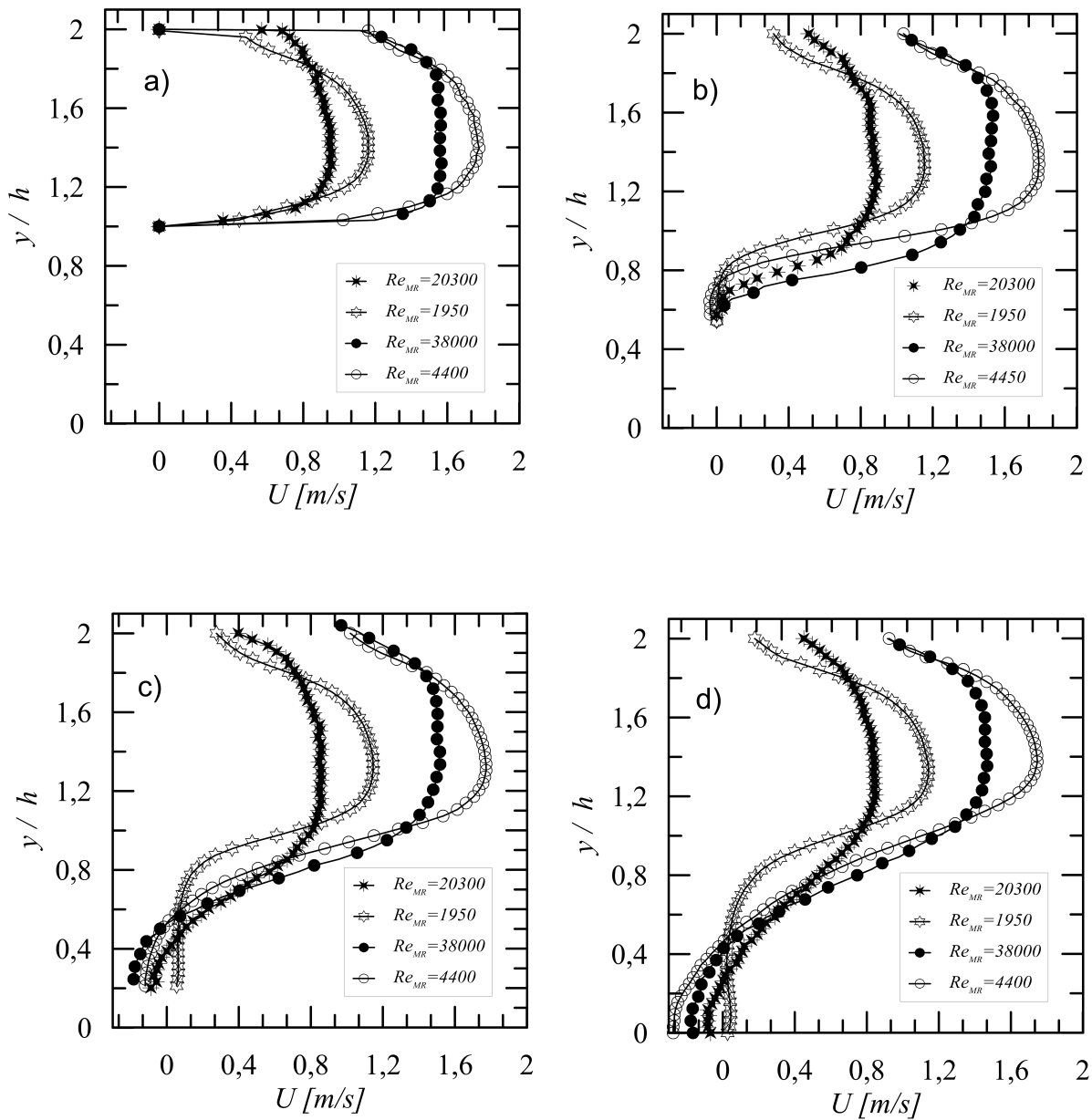


Figura 5.17: Comparação dos perfis de velocidade media, medidos com velocimetria por imagem de partículas ao longo do canal com inclinação de 30° , nas posições a) $x/h = 2$, b) $x/h = 3$, c) $x/h = 4$ e d) $x/h = 5$. Símbolos abertos representam o escoamento da solução de CMC ($n = 0,734$), e símbolos recheios, o escoamento de água ($n = 1$).

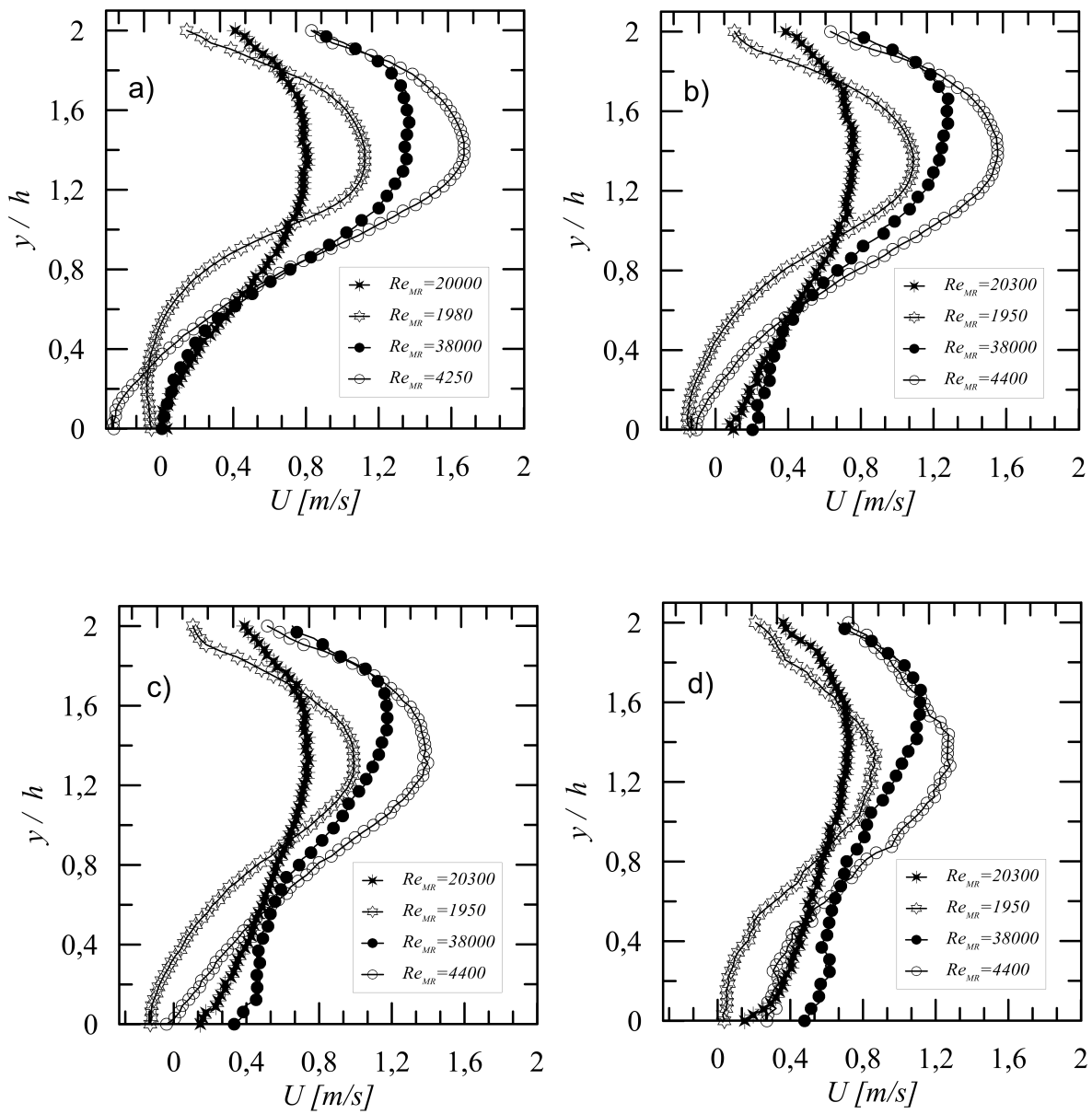


Figura 5.18: Comparação dos perfis de velocidade media, medidos com velocimetria por imagem de partículas ao longo do canal com inclinação de 30° , nas posições a) $x/h = 6$, b) $x/h = 7$, c) $x/h = 8$ e d) $x/h = 9$. Símbolos abertos representam o escoamento da solução de CMC ($n = 0,734$), e símbolos recheios, o escoamento de água ($n = 1$)

5.3.2 Campo turbulento

A presença de turbulência, cria flutuações de velocidade no escoamento. Como sabemos, o campo de velocidade, se decompõe em uma média temporal e flutuações turbulentas em torno dessa média, como mostrado na equação 5.2 também chamada de descomposição de Reynolds.

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad (5.2)$$

Devido a que os movimentos turbulentos associados as flutuações são aproximadamente aleatórios, podemos caracterizá-los usando conceitos estatísticos. Desta forma, a intensidade turbulenta (Eq.5.3) é usada para definir a taxa de flutuação de velocidade em um determinado ponto.

$$I_T = u'(t)/\bar{u} \quad (5.3)$$

ISOMOTO e HONAMI (1989) demonstraram que a intensidade da turbulência na separação da camada limite, tem um efeito significativo na distância de recolamento, sugerindo que valores elevados de intensidades na separação, levam a comprimentos de recolamento mais curtos.

Resultados normalizados da intensidade turbulenta do escoamento de água e da solução de *CMC*, são apresentados nas figuras 5.19 , 5.20, 5.21e 5.22. Antes da separação baixos níveis de turbulência são exibidos. Isto sugere uma alta eficiência da colmeia e da contração na homogenização do escoamento, gerando uma turbulência controlada com valores próximos de 0,5% para ambos fluidos.

A justante da expansão acontece um incremento, especialmente ao redor da zona de recirculação dentro da camada cisalhante, isso acontece dado que a turbulência é uma instabilidade gerada pelo cisalhamento, quanto mais forte o cisalhamento, mais forte a turbulência. Neste sentido, por meio desta análise, é possível determinar tanto a forma como o tamanho da recirculação, e também a espessura da sub-camada cisalhante.

Para $n = 1$ grandes diferenças acontecem principalmente na separação e no ponto de recolamento. No caso de $Re_h = 38000$, uma região de alta turbulência aparece quando a camada limite se adere de volta à parede. esta área é muito maior em comparação com a separação. Pelo contrário, para baixas velocidades $Re_h = 20300$, há um maior grau de flutuações no momento da separação. observa-se também que no centro da recirculação mesmo tendo velocidades próximas do zero, se tem um incremento no nível de turbulência, com valores próximos de 3%.

No caso do fluido não newtoniano, do mesmo modo como aconteceu com a água, se observa que para altas velocidades se tem uma maior turbulência no recolamento e ao contrario quando o escoamento separa baixos níveis de flutuações acontecem. A principal divergência frente ao escoamento de água é percebida dentro subcamada cisalhante, onde baixos níveis de turbulência são atingidos devido, possivelmente, ao comportamento reofluidificante do fluido.

Contrario a água, níveis de turbulência próximos de zero são atingidos no meio da recirculação. Isto representa uma diminuição da turbulência devido a reologia do fluido. quando se tem velocidades baixas, e em concordância com os resultados observados nos campos de velocidade, de fato, logo após a expansão, há um pico na intensidade turbulenta em $x/h = 2,5$, indicando que nesse ponto o fluido tenta se separar, gerando um pequeno vórtice. Então, quando o fluido atinge a superfície horizontal, uma zona de alta turbulência cresce ao redor do que seria a bola de recirculação. Neste caso, a camada cisalhante aparenta ter uma espessura constante tanto na separação quanto no recolamento.

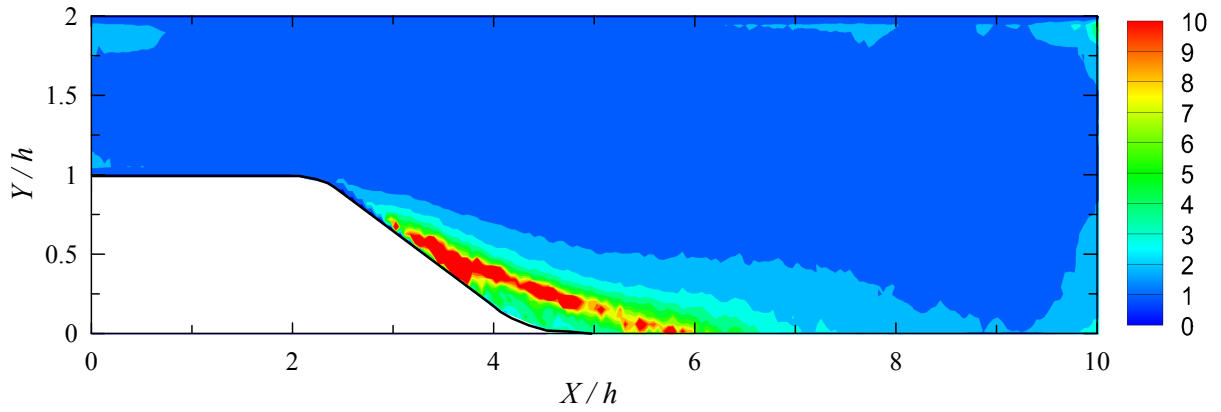


Figura 5.19: Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) do escoamento de água sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 20300$.

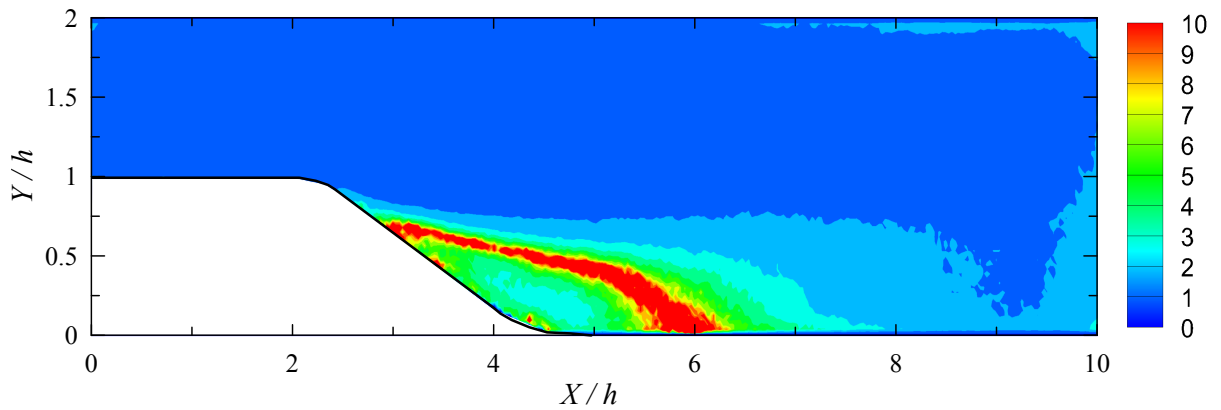


Figura 5.20: Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) para o escoamento de água sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_h = 38000$.

Na Figura 5.23 é apresentada uma comparação dos perfis de intensidade turbulenta para todas as condições estudadas. Antes da expansão, embora todas as

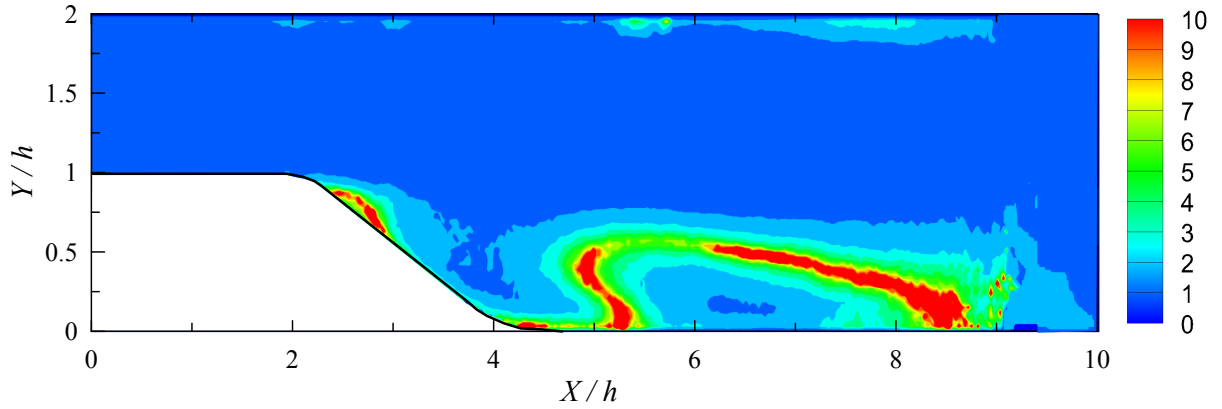


Figura 5.21: Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) para o escoamento da solução de CMC sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_{MR} = 1950$.

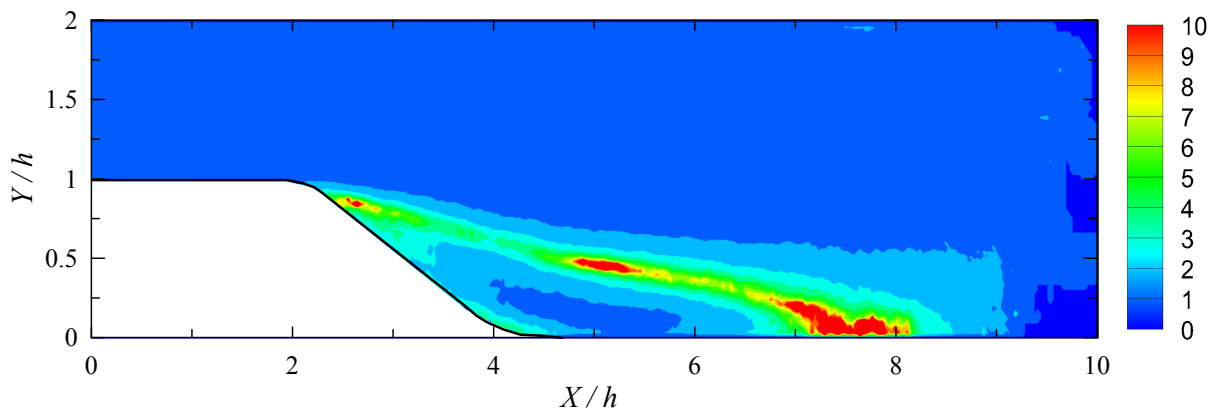


Figura 5.22: Mapa de contorno de cores do campo intensidade turbulenta (u'/u) para o escoamento da solução de CMC sobre a rampa com inclinação de 30° para $Re_{MR} = 4400$.

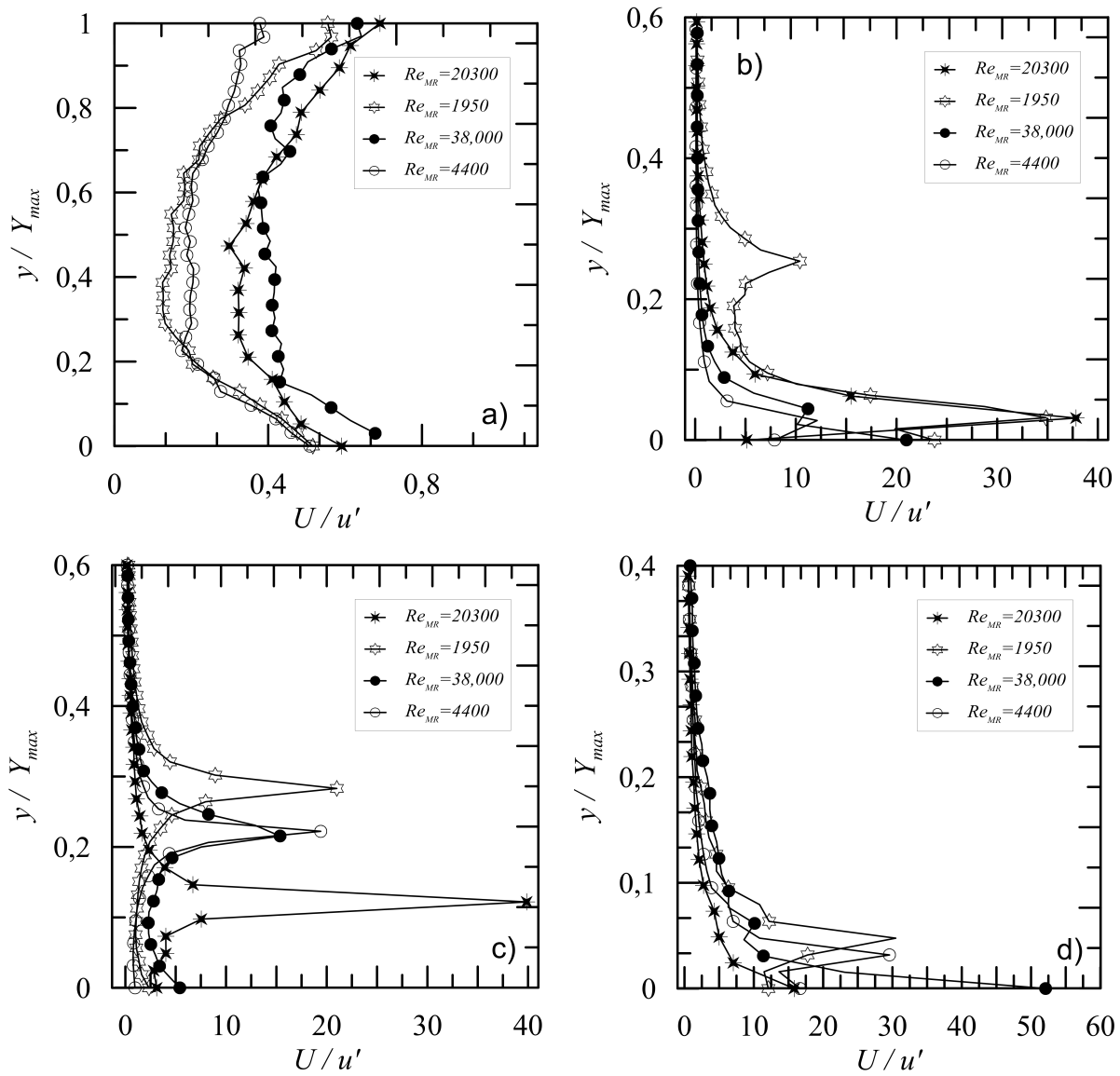


Figura 5.23: Comparação dos perfis de intensidade turbulenta para as quatro condições testadas com a técnica de velocimetria por imagem de partículas em água ($n = 1$) e CMC ($n = 0,73$), a) Antes da expansão, b) No ponto de separação, c) Dentro da região de recirculação e d) No ponto de recolamento.

condições mostrem baixa turbulência, quando a magnitude é comparada, observa-se que o *CMC* apresenta uma redução de aproximadamente 50%.

Mais tarde, dentro da camada cisalhante, onde os picos de flutuações são encontrados, ambos os fluidos apresentam um comportamento semelhante com uma magnitude um pouco maior para o caso de $n = 1$, mas ainda mais notável é o fato de que também para $n = 0.714$ para altas velocidades, a turbulência é maior no recolamento, enquanto que para baixas velocidades é na separação onde são encontrados valores maiores de turbulência.

5.3.3 Tensão Cisalhante na parede

A maioria dos métodos utilizados no cálculo da tensão cisalhante na parede, estão baseados, na hipótese de que o perfil de velocidade da camada limite apresenta um comportamento logarítmico a uma determinada distância perto da parede. Dentro destes métodos podemos encontrar métodos como o tubo de Preston e o gráfico de Clauser.

Nesse sentido, autores como LOUREIRO (2008) sugerem que a tensão na parede pode ser avaliada por meio de três métodos: (1) Por meio da inclinação do perfil de velocidade na subcamada viscosa, (2) através do perfil clássico da lei logarítmica, (3) considerando a existência de uma região adjacente a superfície onde a tensão cisalhante total é aproximadamente constante.

Em regiões de escoamento colado à superfície, estes métodos conseguem fornecer resultados altamente confiáveis, tanto da velocidade de atrito como consequentemente da tensão de cisalhamento. No entanto, quando a camada limite se separa, perto da parede um comportamento logarítmico na região de separação, constitui uma representação muito pobre do escoamento. Isto implica que outras técnicas de medição devem ser empregadas para a medição da tensão cisalhante na parede. No presente estudo, a través de uma análise detalhada do perfil de velocidade na subcamada viscosa medido com *ALD*, de fato, foi possível determinar a tensão na parede tanto para o escoamento com e sem separação.

Para poder estimar a velocidade de atrito graficamente, primeiro é necessário realizar um ajuste de curva em torno aos pontos experimentais medidos na região da parede. As melhores curvas ajustadas são encontradas através da inspeção do coeficiente de determinação R . Este coeficiente, definido por a equação 5.4 mostra quão boa é a representação dos dados experimentais segundo a curva melhor ajustada, sendo 1 a melhor aproximação.

$$R = \frac{\sum(r)}{\sum(r) + \sum(e)} \quad (5.4)$$

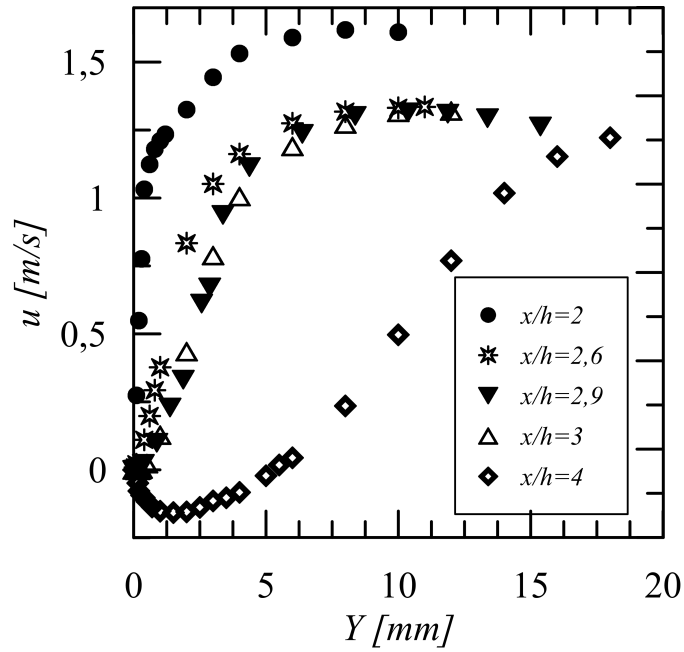
$\sum r$ representa a soma residual dos quadrados (somatório dos quadrados de todos os valores residuais) e $\sum e$, a soma da regressão dos quadrados (somatório dos quadrados das diferenças entre a media de todos os valores de u e o valor ajustado de u em cada y onde os pontos estão localizados).

Perfis de velocidade media na subcamada viscosa á montante e dentro da separação foram caracterizados para $n = 1$ mediante não menos de seis pontos experimentais localizados dentro dos primeiros $0,4mm$ ($0 < y+ < 8$) da subcamada laminar. Para cada uma das cinco estações de medição, foi realizado um ajuste lineal da velocidade local. A figura 5.26a apresenta os perfis de velocidade em coordenadas lineares. Para estas estações, o comportamento do escoamento próximo a parede também é analisado em detalhe na figura 5.26b., aqui representado com linhas cheias são mostrados também os melhores ajustes escolhidos com base no melhor coeficiente de determinação .

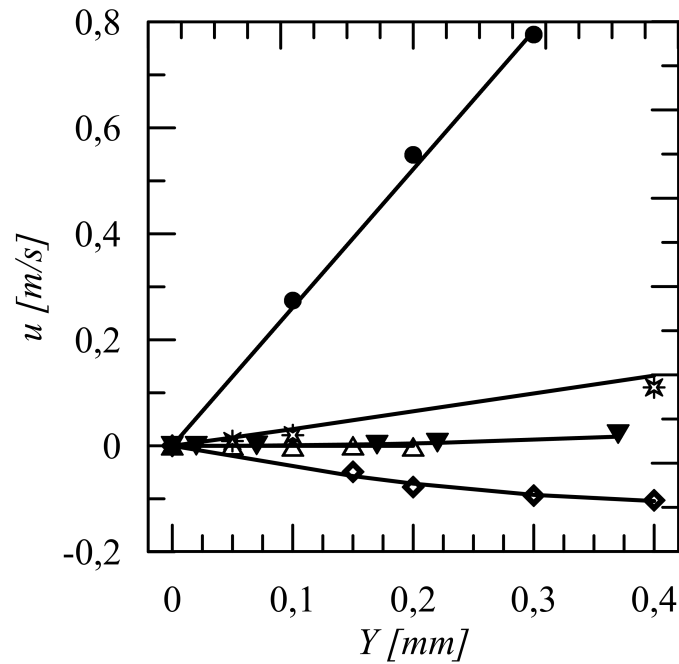
A partir das melhores curvas de ajuste linear aplicadas aos perfis de velocidade na subcamada viscosa, os valores de u_τ podem ser diretamente calculados. Para fluidos tipo lei de potencia, a velocidade de atrito é estimada mediante a equação 5.5.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{k\gamma}{\rho}} \quad (5.5)$$

onde



(a) Perfis de velocidade media antes da separação ($x/h < 3$) e durante a separação ($x/h > 3$).



(b) Detalhe do perfil de velocidade junto a parede com o melhor ajuste representado por linhas cheias.

Figura 5.24: Caracterização da estrutura da camada limite proxima a parede, para o escoamento de agua ($n = 1$) na geometria R30 para $Re_h = 38000$, medidos com anemometria laser doppler.

Tabela 5.2: Valores da velocidade de atrito (u_τ) para $n = 1$ antes e durante a separação. LPO= Ajuste linear passando pela origem, PO2= Ajuste polinomial de segunda ordem.

x/h	Tipo de Ajuste	R	u_τ [m/s]
x/h=2	LPO	0,9995	0,0472
x/h=2,6	LPO	0,9871	0,0184
x/h=2,9	LPO	0,8078	0,0042
x/h=3	LPO	————	0,0000
x/h=4	LPO	0,9079	-0,0158
x/h=2,6	PO2	0,9981	0,0163
x/h=2,9	PO2	0,9239	0,0018
x/h=3	PO2	————	0,0000
x/h=4	PO2	0,9836	-0,0180

Tabela 5.3: Valores da velocidade de atrito u_τ para $n = 0,86$ no ponto de separação ($x/h = 2,3$) e dentro da área de recirculação ($x/h = 4$). LPO= Ajuste linear passando pela origem, PO2= Ajuste polinomial de segunda ordem.

x/h	Tipo de Ajuste	R	u_τ [m/s]
x/h=2,3	LPO	————	0,0000
x/h=4	LPO	0,977	-0,0159
x/h=4	PO2	0,979	-0,0161

$$\gamma = \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^n \quad (5.6)$$

Na estação localizada dentro da recirculação, os valores de $\partial p/\partial x$ eram aproximadamente zero, de modo que os ajustes linear e polinomial de segunda ordem forneceram resultados muito semelhantes.

A tabela 5.2 mostra os valores obtidos para u_τ e os R calculados no procedimento de ajuste de curva. como se observa, os valores da velocidade de atrito dentro da recirculação, são de fato, similares aos valores próximos a separação, quando o escoamento ainda esta colado a superfície. Por outro lado, antes da expansão, a tensão cisalhante é maior, e o ajuste linear é o único que fornece uma aproximação precisa do que acontece na região da parede.

Para o caso do fluido não newtoniano, o mesmo procedimento foi usado para calcular a tensão da parede. Devido à complexidade da medição, causada, prin-

principalmente pela rápida degradação mecânica do fluido, foram selecionadas uma única vazão equivalente a $Re_{MR} = 9100$ e duas estações, consideradas de maior importância para o presente estudo, localizadas no ponto de separação e dentro da zona de escoamento adverso.

Graças aos campos de velocidade, medidos previamente com a ajuda da técnica *VIP*, eles foram facilmente identificados. Dentro da recirculação, a estação se posicionou no mesmo ponto do que a estação medida dentro da zona de escoamento adverso para o caso da água, localizada em $x/h = 4$, com o intuito de ter uma boa base de comparação entre as duas condições testadas. No entanto o caso específico do ponto de separação, teve uma maior grau de complexidade na hora de medir. É necessário enfatizar que este ponto particularmente muda de posição à medida que o tempo avança, alternando entre duas posições x_i e x_f . Esse comportamento, presente tanto para a água quanto para a solução de *CMC*, foi observado através de uma análise dos dados instantâneos obtidos a partir dos campos de velocidade medidos como *VIP*. De fato, autores como (SIMPSON *et al.*, 1981), apontaram que na verdade, o processo de separação ocorre em três etapas. A primeira, chamada descolamento incipiente **IP**, ocorre quando 1% das partículas medidas têm uma velocidade negativa. a montante de esta posição ocorre a separação temporária **ST**, quando o 20% dos pontos medidos apresentam uma velocidade contrária ao sentido do escoamento principal e finalmente separação completa **SC**, quando 50% do escoamento apresenta velocidade negativa e a tensão na parede é igual a zero.

Assim, para achar o ponto de separação completa satisfatoriamente, mediante a técnica *ALD*, o volume de controle foi posicionado dentro da subcamada viscosa, a $0,1mm$ da parede. A seguir, a velocidade foi medida em vários pontos dentro da área de separação capturada pelo *VIP*, localizada entre $x/h = 2,2$ e $x/h = 2,8$, paralelamente à superfície inclinada da rampa. A figura 5.25 mostra a distribuição de velocidade em $x/h = 2,5$ a $0,1mm$ da parede. Mediante uma análise estadística, se determinou, que para aproximadamente 3000 partículas analisadas, el 50% apresentaram uma velocidade negativa.

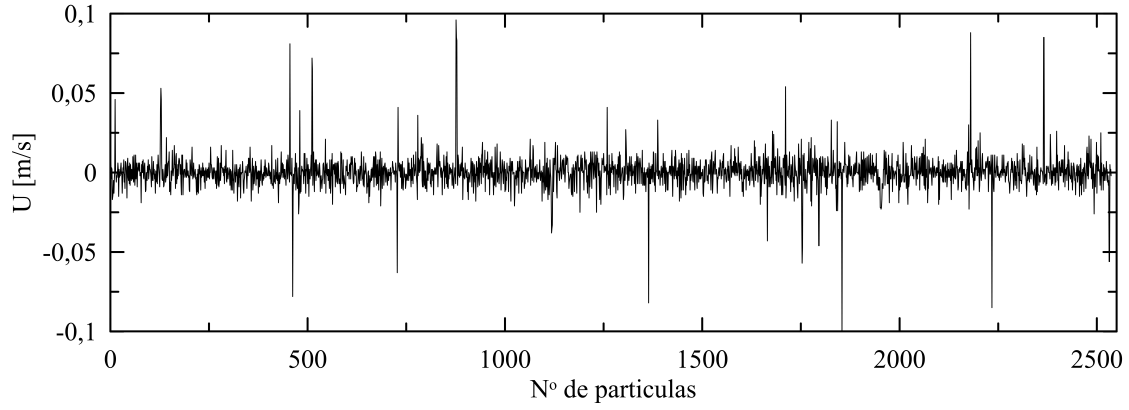


Figura 5.25: Velocidade instantânea das partículas passando pelo volume de controle do ALD no ponto de separação para $n = 0,83$.

5.3.4 Validade do perfil de Goldstein

Como explicado anteriormente, quando se tem fluidos newtonianos sujeitos a um gradiente de pressão adverso, a estrutura da camada limite sofre uma série de mudanças que se refletem principalmente na forma do perfil de velocidade. Ao se referir à subcamada viscosa em escoamentos turbulentos, GOLDSTEIN (1948), sugeriu um perfil de velocidade com uma forma quadrática dado pela equação 3.10, o qual pode ser escrito de forma adimensional como mostrado na equação 5.7

$$u^+ = \frac{1}{2}y^{+2} \quad (5.7)$$

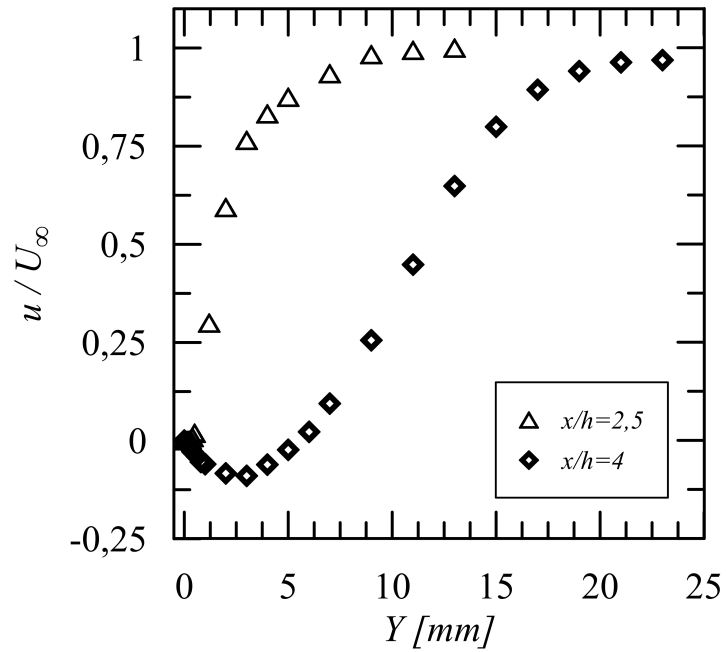
onde

$$u^+ = \frac{u}{u_R} \quad (5.8)$$

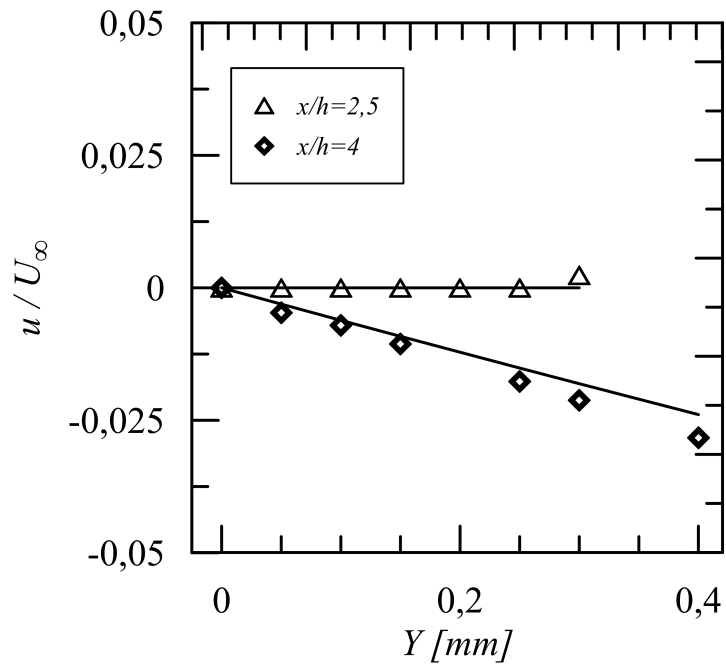
$$y^+ = \frac{yu_R}{\nu} \quad (5.9)$$

$$u_R = \left(\frac{\nu}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \right)^{1/3} \quad (5.10)$$

De fato as medições realizadas com ALD, na chamada região da parede, apresentaram uma boa concordância com este modelo. Este comportamento é mostrado na tabela 5.2, onde se observa que na posição $x/h = 4$, o ajuste polinomial de segundo grau foi o que representou de forma mais exata a forma do perfil na subcamada



(a) Perfis de velocidade media no ponto de separação e dentro da recirculação.



(b) Detalhe do perfil de velocidade junto a parede com o melhor ajuste representado por linhas cheias.

Figura 5.26: Caracterização da estrutura da camada limite proxima a parede, para o escoamento da solução de CMC ($n = 0,86$) na geometria R30 para $Re_{MR} = 9100$, medidos com anemometria laser doppler.

viscosa, com um coeficiente de determinação muito próximo da unidade.

Por outro lado, no caso do fluido não Newtoniano, cujo comportamento pseudoplástico represento uma considerável diminuição no atrito e na tensão na parede, este comportamento não é mais valido. Tanto o ajuste quadrático como o linear, mostraram uma grande similitude porem, com um coeficiente de determinação baixo o qual indica que contrario ao esperado, o perfil tende a ser linear a medida que o seu índice de comportamento n diminui.

Assim, aplicando o modelo lei de potencia podemos descrever este comportamento na região viscosa integrando duas vezes a seguinte expressão,

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(K \left(\frac{du}{dy} \right)^n \right) - \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (5.11)$$

Tendo assim, que a solução de esta equação vai estar dada por

$$u^+ = \frac{n}{n+1} (y^+)^{\frac{4n-2}{n}} \quad (5.12)$$

onde a as escalas de velocidade e de comprimento em coordenadas internas são definidas assim:

$$u^+ = \frac{u}{u_{RN}} \quad (5.13)$$

$$y^+ = \frac{y}{l} \quad (5.14)$$

$$u_{RN} = \left(\frac{K}{\rho^{4n-1}} \frac{\partial P^n}{\partial x} \right)^{\frac{1}{n+2}} \quad (5.15)$$

$$l = \left(\frac{ku_{RN}^{n-2}}{\rho} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (5.16)$$

Capítulo 6

Conclusões

Una piedra en el camino, me enseñó que mi destino era rodar y rodar... También me dijo un arriero que no hay que llegar primero pero hay que saber llegar.

Vicente Fernandez, 1971

O presente trabalho foi dedicado a análise experimental das principais características que regem a separação da camada limite turbulenta em fluidos não newtonianos tipo lei de potência. Os resultados aqui contidos, além de apresentar propriedades qualitativas e quantitativas do padrão de escoamento reverso, permitiram a geração de novos dados experimentais sobre um tema de alta complexidade, e ainda pouco estudado. Dentro deste contexto foi investigado o escoamento de duas vazões de água e de soluções aquosas de carboximetil celulose de sódio sobre três diferentes geometrias, destacando-se neste âmbito os seguintes avanços.

A projeção e construção do aparato experimental. Consistiu em um túnel d'água fechado, cujas dimensões permitiram estudar este fenômeno baixo condições controladas. Este sistema apresentou um excelente comportamento tanto para água como para as soluções de CMC utilizadas, permitindo a medição de escoamentos bidimensionais com rangos de velocidades de entre 0,6 e 1,6 m/s (velocidade média antes da expansão) com uma variação máxima de 4%, o qual permite a realização de

inúmeros experimentos de escoamentos em régimen turbulento com um alto grau de estabilidade.

O sistema apresentou níveis de intensidade turbulenta com valores de entre 0,2% para o caso do CMC e 0,4% no caso da água antes da separação, o que representa uma alta eficiência da colmeia, da câmara de estabilização e do sistema de alimentação, na geração de turbulência homogênea e isotrópica.

Quando se realizam medições de escoamentos monofásicos em circuitos fechados, a eliminação do ar se torna um problema crítico de difícil solução. A instalação de um separador de fases gravitacional na saída do canal, forneceu a melhor alternativa para solucionar este problema.

As soluções poliméricas estudadas possuem um comportamento completamente reofluidificante que se pode adaptar ao modelo tipo lei de potência. Foi observado que estas soluções sofrem uma alta degradação mecânica ao longo das medições devido ao alto cisalhamento gerado pela bomba centrífuga. Neste sentido é ideal o uso de outro tipo de bomba a fim de prolongar a consistência nas propriedades do fluido por mais tempo.

No caso da geometria *BFS* observou-se do cálculo dos vetores velocidade, realizado através da utilização da técnica VIP, que em geral foram obtidos resultados coerentes que apresentaram muito boa concordância com dados da literatura, destacando a aparição de duas bolhas de recirculação com um comprimento de recolamento dentro do esperado para este tipo de escoamento.

Para geometrias com razões de expansão de até 2:1, rampas com ângulos de 15 graus não apresentam descolamento da camada limite, longe disso, o escoamento é bastante homogêneo, mostrando uma boa alternativa quando se quer reduzir a velocidade de um escoamento com a menor perda de carga possível.

Comparando os regimes de escoamento estudados através da análise da velocidade adimensional na linha de centro, da componente horizontal, foi observado que os seus valores possuem tendências similares para os dois fluidos, mostrando um leve incremento no pico tanto das velocidades positivas quanto as velocidades negativas

para a solução do CMC em relação à água.

Graças a forma da superfície R30 foi possível fazer uma análise do comportamento do ponto de separação em função do número de Reynolds. Através de um estudo das linhas de corrente, observou-se que o padrão geral do escoamento avaliado é caracterizado pela formação de uma única região de recirculação que aumenta o seu tamanho à medida que aumenta a velocidade e ainda mais quando o índice de comportamento diminui.

As medições de VIP, também permitiram descrever as características turbulentas dos diferentes escoamentos. Aqui se encontrou que os níveis de intensidade turbulenta aumentaram drasticamente ao redor da zona de recirculação. A turbulência se mostrou fortemente dependente da magnitude da velocidade, conseqüentemente, observou-se que para baixas velocidades a intensidade é maior no momento da separação, e pelo contrário, para altas velocidades é no recolamento onde se apresenta um aumento desta magnitude.

As medições feitas com ALD proporcionaram importantes avanços principalmente na determinação da tensão da parede de fato observando uma diminuição do cisalhamento para o caso do CMC.

Na região adjacente a superfície, o perfil de velocidade na zona de escoamento reverso para água, apresentou um comportamento polinomial de segundo grau, conforme o sugerido por (GOLDSTEIN, 1948), no entanto, no caso do fluido reofluidificante esse comportamento não é mais válido. Neste caso o perfil tem uma tendência linear a medida que o índice de consistência n diminui.

6.1 Trabalhos futuros

- Realizar medições incluindo outras concentrações de polímero assim como um maior rango de vazões, a fim de constatar as conclusões aqui obtidas.
- Realizar medições de diferencial de pressão e perda de carga para comparar com perfis de Goldstein e Stratford.

- Aplicar o mesmo análise realizada com LDA na zona de separação, agora na determinação do fenômeno recolamento.
- Elaborar a modelagem de escoamentos com separação para fluidos tipo lei de potência.

Referências Bibliográficas

- GOLDSTEIN, S. “On laminar boundary-layer flow near a position of separation”, *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, v. 1, n. 1, pp. 43–69, 1948.
- STRATFORD, B. “The prediction of separation of the turbulent boundary layer”, *Journal of fluid mechanics*, v. 5, n. 01, pp. 1–16, 1959.
- PRANDTL, L. “Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz”, *Z. Angew. Math. Mech.*, v. 5, n. 2, pp. 136–139, 1925.
- FREIRE, A. “Turbulência e seu desenvolvimento histórico”, *III Escola de Primavera de Transição & Turbulência*, pp. 23–27, 2002.
- KIM, J., KLINE, S., JOHNSTON, J. “Investigation of a reattaching turbulent shear layer: flow over a backward-facing step”, *Journal of Fluids Engineering*, v. 102, n. 3, pp. 302–308, 1980.
- CERRY, N., HILLIER, R., LATOUR, M. “Unsteady measurements in a separated and reattaching flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 144, pp. 13–46, 1984.
- CASTRO, I., HAQUE, A. “The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 179, pp. 439–468, 1987.
- SIMPSON, R. L., CHEW, Y.-T., SHIVAPRASAD, B. “The structure of a separating turbulent boundary layer. Part 1. Mean flow and Reynolds stresses”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 113, pp. 23–51, 1981.
- LOUREIRO. *Escoamento turbulento sobre colinas abruptas lisas e rugosas com extensas regiões de separação*. Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2008.
- EATON, J., JOHNSTON, J. “A review of research on subsonic turbulent flow reattachment”, *AIAA journal*, v. 19, n. 9, pp. 1093–1100, 1981.

- CHANDRSUDA, C. *A reattaching turbulent shear layer in incompressible flow*. Tese de Doutorado, University of London, 1976.
- KIM, J., KLINE, S., JOHNSTON, J. “Investigation of separation and reattachment of a turbulent shear layer: flow over a backwardfacing step, Report MD-37, thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering”. 1978.
- MINH, H. H., CHASSAING, P. “Turbulent Shear Flows I”, *Spring-Verlag, New York*, v. 363, 1979.
- EATON, J. K., JOHNSTON, J. P. “Low frequency unsteadyness of a reattaching turbulent shear layer”, *Turbulent Shear Flows 3*, v. 199, pp. 162–170, 1982.
- BAKER, S. *Regions of recirculating flow associated with two-dimensional steps*. Tese de Doutorado, University of Surrey, 1977.
- SMYTH, R. “Turbulent flow over a plane symmetric sudden expansion”, *J. Fluids Eng*, v. 101, n. 3, pp. 348–353, 1979.
- ETHERIDGE, D., KEMP, P. “Measurements of turbulent flow downstream of a rearward-facing step”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 86, n. 3, pp. 545–566, 1978.
- BRADSHAW, P. “The effect of initial conditions on the development of a free shear layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 26, n. 2, pp. 225–236, 1966.
- SCARANO, F., RIETHMULLER, M. L. “Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset”, *Experiments in Fluids*, v. 26, n. 6, pp. 513–523, 1999.
- KOSTAS, J., SORIA, J., CHONG, M. “Particle image velocimetry measurements of a backward-facing step flow”, *Experiments in fluids*, v. 33, n. 6, pp. 838–853, 2002.
- SPAZZINI, P. G., IUSO, G., ONORATO, M., et al. “Unsteady behavior of back-facing step flow”, *Experiments in fluids*, v. 30, n. 5, pp. 551–561, 2001.
- LEAL, A. B. *ESTUDO DO ESCOAMENTO DE FLUIDOS NÃO NEWTONIANOS EM DUTOS*. Tese de Doutorado, Dissertação de mestrado, UFRur-RJ, Brasil, 2005.
- BIRD, R. B., ARMSTRONG, R. C., HASSAGER, O. “Dynamics of polymeric liquids. Vol. 1: Fluid mechanics”, *Wiley-interscience Publucation*, 1987.

- YASUDA, K. “A multi-mode viscosity model and its applicability to non-Newtonian fluids”, *Journal of Textile Engineering*, v. 52, n. 4, pp. 171–173, 2006.
- NETO, J. C. “Escoamento tubular e anular de fluido de perfuração com adição de poliácridamida: efeito da redução de arraste”, *Universidade Federal de campinas*, 1993.
- MÖLLER, S., SILVESTRINI, J. “Turbulência: fundamentos”, *Coleção Cadernos de Turbulência. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas–ABCM. Rio de Janeiro*, v. 4, pp. 1–32, 2004.
- VON KÁRMÁN, T. “Mechanische Ähnlichkeit und turbulenz”, *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, v. 1930, pp. 58–76, 1930.
- COLES, D. “The law of the wake in the turbulent boundary layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 1, n. 02, pp. 191–226, 1956.
- LOUREIRO, J., FREIRE, A. S. “Asymptotic analysis of turbulent boundary-layer flow of purely viscous non-Newtonian fluids”, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, v. 199, pp. 20–28, 2013.
- SEKI, N., FUKUSAKO, S., HIRATA, T. “Turbulent fluctuations and heat transfer for separated flow associated with a double step at entrance to an enlarged flat duct”, *ASME J. Heat Transfer*, v. 98, pp. 588–593, 1976.
- BARLOW, J., RAE, W., POPE, A. “Low-speed wind tunnel testing, 199”, *Jhon Wiley & Sons, Canada*, 1999.
- ABBOTT, D., KLINE, S. “Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps”, *Journal of basic engineering*, v. 84, n. 3, pp. 317–325, 1962.
- DE BREDERODE, V. “Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles: I. Flow behind a rearward-facing step”, *Imperial College of Science and Technology, England, Dept. of Aeronautics, Rept.*, pp. 72–19, 1972.
- NIKURADSE, J. “Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren”, VDI (Verein Deutscher Ingenieure)-Forschungsheft 356, Supplement to “Engineering Research” (“Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesen”) Edition B Vol. 3 (Berlin: VDI-Verlag, 1932); Translated into English: “Laws of turbulent flow in smooth pipes”, NASA TT F-10,359

- (Washington”, *National Aeronautics and Space Administration*, p. 75, 1966.
- MEHTA, R. D., BRADSHAW, P. “Design rules for small low speed wind tunnels”, *The Aeronautical Journal (1968)*, v. 83, n. 827, pp. 443–453, 1979.
- WATTENDORF, F. L. “Factors influencing the energy ratio of return flow wind tunnels”. In: *Fifth international Congress for applied mechanics*, pp. 12–16, 1938.
- SCHEIMAN, J., BROOKS, J. “Comparison of experimental and theoretical turbulence reduction from screens, honeycomb, and honeycomb-screen combinations”, *Journal of Aircraft*, v. 18, n. 8, pp. 638–643, 1981.
- ECKERT, W. T., MORT, K. W., JOPE, J. “Aerodynamic design guidelines and computer program for estimation of subsonic wind tunnel performance”, *Nasa Technical note*, 1976.
- BENCHABANE, A., BEKKOUR, K. “Rheological properties of carboxymethyl cellulose (CMC) solutions”, *Colloid and Polymer Science*, v. 286, n. 10, pp. 1173, 2008.
- NARAYANAN, M. B., KHADGI, Y., VISWANATH, P. “Similarities in pressure distribution in separated flow behind backward-facing steps”, *The Aeronautical Quarterly*, v. 25, n. 4, pp. 305–312, 1974.
- BAUNGARTNER, R. *Caracterização experimental do escoamento bifásico horizontal de fluidos reofluidificantes*. Tese de Mestrado, Disertação de mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2017.
- CARDOSO, E. *Análise experimental de escoamentos de fluidos newtonianos e não-newtonianos em tubulações lisas e rugosas*. Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2013.
- PINHO, F., WHITELOW, J. “Flow of non-Newtonian fluids in a pipe”, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, v. 34, n. 2, pp. 129–144, 1990.
- COELHO, P., PINHO, F. “Comportamento reológico de algumas soluções aquosas diluídas de polímeros”, *Mecânica experimental*, v. 13, pp. 51–60, 1998.
- METZNER, A., REED, J. “Flow of non-newtonian fluids—correlation of the laminar, transition, and turbulent-flow regions”, *Aiche journal*, v. 1, n. 4, pp. 434–440, 1955.

ISOMOTO, K., HONAMI, S. “The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward-facing step”, *Journal of Fluids Engineering*, v. 111, n. 1, pp. 87–92, 1989.