



## CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO NO INTERIOR DE UMA VÁLVULA CICLÔNICA

José Luiz Zanon Zotin

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.

Orientador: Atila Pantaleao Silva Freire

Rio de Janeiro  
Novembro de 2010

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO NO INTERIOR DE  
UMA VÁLVULA CICLÔNICA

José Luiz Zanon Zotin

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 Pantaleao Silva Freire, Ph.D.

---

Prof. Renato Machado Cotta, Ph.D.

---

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

---

Dra. Juliana Braga Rodrigues Loureiro, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

NOVEMBRO DE 2010

Zotin, José Luiz Zanon

Caracterização Experimental do Escaamento no Interior de uma Válvula Ciclônica/ José Luiz Zanon Zotin.

– Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2010.

XVI, 138 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Atila Pantaleao Silva Freire

Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Mecânica, 2010.

Referências Bibliográficas: p. 122-126.

1. Válvulas. 2. Anemometria Laser-Doppler. 3. Separação. I. Freire, Atila Pantaleao Silva. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

*Tem confiança no Senhor de todo o teu Coração,  
e não te estribas na tua prudência.  
Pensa n'Ele em todos os teus caminhos  
e ele mesmo dirigirá os teus passos.  
(Prov. 3,5-6)*

*Não chores, meu filho;  
Não chores, que a vida  
É luta renhida:  
Viver é lutar.  
A vida é combate,  
Que os fracos abate,  
Que os fortes, os bravos  
Só pode exaltar!  
(Gonçalves Dias)*

*A minha família e meus amigos  
que tanto me ajudaram durante esses dois anos.*

# Agradecimentos

Presto meus sinceros agradecimentos ao meu orientador, professor Atila P. S. Freire, pela oportunidade ímpar que me foi oferecida, podendo realizar minha tese de mestrado em um dos laboratórios mais conceituados da COPPE/UFRJ. Sem dúvida, uma experiência inesquecível, cujo aprendizado carregarei por toda a minha vida.

Agradeço ao diretor da Divisão de Metrologia em Dinâmica de Fluidos do Inmetro, Valter Y. Aibe, e toda a sua equipe por ceder a infra-estrutura de seus laboratórios para a realização dos meus experimentos. Sou grato ainda pelas discussões técnicas que travei com o diretor Aibe as quais me ajudaram a implementar e melhorar o experimento.

Agradeço também à Doutora Juliana Loureiro por sua ajuda e conselhos em diferentes partes deste trabalho e sua companhia no Inmetro. As discussões técnicas que travamos também foram essenciais para a realização deste trabalho e, sem dúvida, me ajudaram a crescer como experimentalista.

Agradeço ainda à Engenheira Lucilla Coelho de Almeida pela amizade e pela realização das simulações numéricas apresentadas neste trabalho.

Nunca poderia deixar de agradecer ao melhor técnico mecânico que eu conheço e meu grande amigo Ricardo Jorge Balian, pela companhia inigualável em mais dois anos de laboratório. Agradeço-o por todo o conhecimento que ele pôde me transmitir e por toda sua demonstração de amizade.

Agradeço a minha grande amiga Renata Braun, que sempre esteve do meu lado quando precisei, me ajudando, me aconselhando e me fazendo rir. Desejo-lhe muita felicidade e paz nesta vida.

Agradeço também ao meu nobre amigo Daniel Rodrigues, que sempre esteve disposto a me ajudar no laboratório, por quem eu presto minha admiração por todo seu conhecimento, inteligência e Fé.

Da mesma forma, agradeço ao engenheiro e outro grande amigo, Daniel Greco, que apesar de estar menos presente, devido os vai e vens da vida, foi de grande importância para a confecção deste trabalho.

Antes que eu me esqueça, agradeço toda a ajuda e amizade de Johnny Regis ao longo de todos esses anos de graduação e mestrado no Laboratório. Um dos melhores engenheiros elétricos que eu conheço e com quem tive o prazer de participar do grupo campeão do Desafio Solar Brasil 2009. Que Deus continue iluminando seus passos e de sua família.

Agradeço também ao engenheiro naval Luis de Lucca (responsável pelos desenhos em 3D da válvula), outro grande amigo que não pode ser esquecido, cuja alegria de viver e paz de espírito contagiam a todos que o cercam. Muito obrigado por toda ajuda e pelas velejadas que vieram e pelas que irão de vir.

A Cristiano Elias Gesualdo e sua família, agradeço à amizade de dez anos, sem a qual minha vida não teria sido tão divertida e alegre.

Agradeço também a todos meus amigos e colegas de laboratório e outros com quem dividi as manhãs e tardes dos últimos dois anos: Victor Gonçalves (vulgo Vida Loca), André Sampaio, Luiz Philipe Marins, Bernardo Xavier, Marcelo Salame, Guilherme Amaral, Rafael Corrêa, Mário Guttemberg, Rafael Lisboa, João Gabriel, Lucas, Gabriel, Soraya, Laert, Claudia Carvalho, Ivana, Henrique, Eduardo Migliati e Michelle.

Agradeço ainda às instituições CNPq, FAPERJ e INMETRO pelas bolsas concedidas a mim para a realização deste e de outros trabalhos.

Finalizando, agradeço a toda minha família, a quem devo tudo que eu sou e conquistei na minha vida. A meu pai, por toda sua sabedoria e experiência de vida, cujos conselhos são a base dos meus princípios e me indicam os melhores caminhos a serem traçados. A minha mãe, por toda sua demonstração de amor e Fé, que sempre esteve do meu lado nos momentos difíceis, me apoiando, guiando e jamais me deixando

tropeçar. A minhas irmãs, que apesar das diferenças, eu as amo de coração. A eles, demonstro minha admiração e meu mais profundo e sincero amor, desejando-lhes toda a felicidade que possa existir neste mundo.

José Luiz Zanon Zotin

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

## CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO NO INTERIOR DE UMA VÁLVULA CICLÔNICA

José Luiz Zanon Zotin

Novembro/2010

Orientadores: Atila Pantaleao Silva Freire

Programa: Engenharia Mecânica

Este trabalho tem como principal objetivo estudar o comportamento do escoamento no interior de um novo tipo de válvula, uma válvula com efeitos ciclônicos presentes. Válvulas ciclônicas surgem como uma alternativa para as válvulas de estrangulamento padrões utilizadas na indústria petrolífera, as quais aumentam drasticamente a turbulência do escoamento e, conseqüentemente, a taxa de formação de emulsões. As emulsões não são desejadas durante o processamento primário de misturas óleo/água, por aumentarem consideravelmente o tempo necessário à separação das fases distintas. Uma válvula ciclônica pode diminuir a formação de emulsões através do mesmo efeito obtido nos hidrociclones. Para avaliar a eficácia e viabilidade desta válvula, uma série de experimentos utilizando a técnica de medição por anemometria a laser Doppler (ALD) foi realizada, juntamente com ensaios de visualização e simulações numéricas. Para que a técnica ALD pudesse ser utilizada, um código computacional foi escrito a fim de que as refrações sofridas pelos feixes de luz na superfície da válvula pudessem ser quantificados. Os resultados mostram que a nova válvula tem grande potencial para a redução da formação de emulsões. Os resultados numéricos, comparados qualitativamente, conseguiram captar grande parte dos fenômenos físicos observados. Alguns problemas que diminuem a eficácia da válvula foram identificados e as respectivas soluções apresentadas



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

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF THE FLOW INSIDE A CYCLONE-  
BASED VALVE

José Luiz Zanon Zotin

November/2010

Advisors: Atila Pantaleao Silva Freire

Department: Mechanical Engineering

The objective of the present work is to study the flow behavior inside a new type of valve, a cyclone-based valve. Cyclonic valves emerge as an alternative to the standard choke valves used in the oil industry. Choke valves dramatically increase flow turbulence and, as a consequence, the rate of emulsification. Emulsions are unwanted in the primary processing of oil-water mixtures, for they imply in a considerable increase in the required time for phase separation. Cyclone-based valves result in less emulsion formation, by employing the same centrifugal effect that is present in hydrocyclones. To assess the efficiency and viability of this valve, a series of experiments using the laser Doppler measurements (LDA) were performed; visualizations techniques and numerical simulations were also used. For the LDA measurements, a computer code was written to correct the refraction effects suffered by light beams on the surface of the valve. The results show that the new valve has great potential for reducing the emulsification. The numerical results, compared qualitatively, were able to capture most part of the physical phenomena observed. Some problems that diminish the valve efficiency were identified and the solutions presented.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Revisão Bibliográfica</b>	<b>3</b>
2.1	Formação de Emulsão . . . . .	3
2.1.1	Modelos para Quebra de Gotas . . . . .	5
2.1.2	Modelo para Coalescência de Gotas . . . . .	10
2.2	Escoamento em Hidrociclones . . . . .	16
2.3	Válvulas . . . . .	30
2.3.1	Válvulas de Estrangulamento (“ <i>Choke Valve</i> ”) . . . . .	31
2.3.2	Válvulas Ciclônicas . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Aparato Experimental</b>	<b>39</b>
<b>4</b>	<b>Técnicas de Medição</b>	<b>47</b>
4.1	Anemometria Laser- <i>Doppler</i> (ALD) . . . . .	48
4.1.1	Princípios Básicos . . . . .	49
4.1.2	Desvio de Frequência . . . . .	53
4.1.3	Características do Sinal da Técnica ALD . . . . .	54
4.1.4	Escolha das Partículas . . . . .	55
4.2	Utilização do ALD na Válvula Ciclônica . . . . .	58
4.3	Câmera de Alta Velocidade . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	<b>64</b>
5.1	Cálculo da Refração dos Lasers . . . . .	64

5.2	Caracterização da Perda de Carga . . . . .	67
5.3	Caracterização do Escoamento . . . . .	85
5.4	Análise de Incertezas . . . . .	96
5.4.1	Análise de Incertezas na Caracterização da Perda de Carga . . . . .	98
5.4.2	Análise de Incertezas na Caracterização do Escoamento . . . . .	99
5.5	Visualização do Escoamento . . . . .	102
5.6	Simulação numérica . . . . .	109
<b>6</b>	<b>Conclusão</b>	<b>118</b>
<b>A</b>	<b>Velocimetria por Imagem de Partícula (VIP)</b>	<b>127</b>
<b>B</b>	<b>Algoritmo para cálculo da velocidade axial</b>	<b>132</b>
<b>C</b>	<b>Algoritmo para cálculo da velocidade tangencial</b>	<b>136</b>

## Nomenclatura

$a_{cp}$	aceleração centrípeta.
$b$	coeficiente angular da regressão linear.
$b_0, b_1, b_2, b_3$	constantes numéricas empíricas.
$c_\mu$	consistência da emulsão.
$d$	diâmetro.
$d_{32}$	diâmetro médio de volume-supefície.
$d_{cr}$	diâmetro da cintura do raio de um dos feixes de laser.
$d_i$	diâmetro de gota.
$d_{min,ctf}$	diâmetro mínimo de gota capaz de coalescer no núcleo da parte cônica através do efeito centrífugo.
$d_{min,que}$	diâmetro mínimo de quebra das gotas.
$d_{min,rc}$	diâmetro crítico de gota ( $d_{min,rc} = 2R_C$ ).
$d_{min,sec}$	diâmetro mínimo de gota capaz de coalescer no núcleo da parte cônica considerando os 3 modelos de coalescência: pericinético, ortocinético e efeito centrífugo.
$d_p$	diâmetro da partícula.
$d_x$	comprimento do volume de controle do ALD n direção $x$ .
$d_y$	comprimento do volume de controle do ALD n direção $y$ .
$d_z$	comprimento do volume de controle do ALD n direção $z$ .
$d_C$	diâmetro máximo de gota segundo o modelo de Calabrese.
$d_{CD}$	diâmetro máximo de gota segundo o modelo de Calabrese modificado por Duarte.
$d_{CV}$	diâmetro máximo de gota segundo o modelo de Calabrese quando as forças visosas são dominantes.
$d_D$	diâmetro máximo de gota segundo o modelo de Davies.
$d_{DD}$	diâmetro máximo de gota segundo o modelo de Davies modificado por Duarte.
$d_{KH}$	diâmetro máximo de gota segundo o modelo de Kolmogorov-Hinze para regime inercial.

$d_{KV}$	diâmetro máximo de gota segundo o modelo de Kolmogorov-Hinze para regime viscoso.
$d_{V95}$	diâmetro no qual 95% das gotas em volume da fase dispersa possuem um diâmetro igual ou abaixo deste.
$d_{V50}$	diâmetro no qual 50% das gotas em volume da fase dispersa possuem um diâmetro igual ou abaixo deste.
$d_{V,NN}$	diâmetro máximo de gotas em regime viscoso para fluidos nao-newtonianos.
$\mathbf{e}_{1i}$	vetor unitário na direção do feixe de laser 1.
$\mathbf{e}_{2i}$	vetor unitário na direção do feixe de laser 2.
$f_d$	frequência da luz espalhada pelas partículas atravessarem um volume de controle com desvio de frequência.
$f_{des}$	desvio de frequência.
$f_D$	frequência <i>Doppler</i> .
$k$	constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23} J/K$ ).
$l$	escala de comprimento
$m$	índice da lei de potência para a equação de $\tau_{HB}$ .
$n_a$	índice de refração do meio inicial onde se encontra o feixe de laser.
$n_b$	índice de refração do meio no qual o feixe de laser refrata.
$n_e$	expoente da Equação (2.35) para a parte externa do vórtice.
$n_i$	expoente da Equação (2.36) para a parte interna do vórtice.
$n_p$	número de pontos experimentais utilizados para a regressão linear.
$p$	pressão.
$r$	raio, posição dentro da parte cônica da válvula ciclônica.
$t$	valor correspondente a distribuição de t-Student igual à 1,96.
$t_{epo}$	tempo de coalescência para os regimes pericinéticos e ortocinéticos.
$t_{def}$	tempo de deformação.
$t_{res}$	tempo de residência.
$t_{sep}$	tempo de separação.
$t_{sep,b}$	tempo de necessário para uma gota com raio $R_C$

	ser coalescida no centro da parte cônica.
$t_{vida}$	tempo de vida de um vórtice.
$u'$	flutuação da velocidade.
$u'_{axial,rms}$	valor quadrático médio da flutuação da velocidade axial.
$u'_{tang,rms}$	valor quadrático médio da flutuação da velocidade tangencial.
$u'_{rms}$	valor quadrático médio da flutuação da velocidade.
$\overline{u'^2}$	média do quadrado da flutuação.
$v_{des}$	velocidade de deslocamento das frnjas de interferência.
$A_1$	constante de proporcionalidade.
$A_2, A_3, A_4$	constantes numéricas adimensionais.
$A_5, A_6, A_7$	constantes numéricas adimensionais.
$A_8, A_9, A_{10}$	constantes numéricas adimensionais.
$C_1, C_2$	constantes numéricas adimensionais.
$C_e$	concentração de óleo na entrada do hidrociclone.
$C_i$	concentração de óleo na saída do bocal inferior.
$C_v$	coeficiente de vazão.
$DistProbe$	distância entre a sonda ALD e a parede de acrílico.
$E_G$	eficiência global de um hidrociclone.
$E_T$	eficência total de m hidrociclone.
$F$	taxa de separação, “ <i>Split Ratio</i> ”.
$F_{arrasto}$	força de arrasto para uma esfera segundo a lei de Stokes.
$K_e$	porcentagem em volume da fase contínua na entrada do hidrociclone.
$K_{lv}$	coeficiente linear de vazão.
$K_s$	porcentagem em volume da fase contínua na saída do bocal superior.
$K_v$	coeficiente de vazão proporcional.
$K_{va}$	coeficiente proporcional adimensionalizado.
$N$	Número de amostragem.
$N_f$	número de frnajas de interferência dentro do volume de controle.
$N_i$	número de amostra de gotas.
$P_e$	pressão na linha de entrada do hidrociclone.

$P_i$	pressão na linha do bocal inferior do hidrociclone.
$P_s$	pressão na linha do bocal superior do hidrociclone.
$P_C$	pressão interna da gota, “Pressão de LaPlace”.
$PDR$	taxa de perda de carga, “ <i>Pressure Drop Ratio</i> ”.
$Q_e$	vazão total na entrada do hidrociclone.
$Q_{min}$	vazão mínima.
$Q_{max}$	vazão máxima.
$Q_s$	vazão no bocal superior.
$Q_{sist}$	vazão dos sistema.
$R$	raio ao longo da parte cônica.
$Raio$	raio da seção cônica.
$R_C$	raio crítico de gota para o modelo de Duarte [12].
$R_{ent}$	raio de entrada da parte cônica.
$S_y$	desvio padrão da grandeza dependente.
$S_{yx}$	desvio padrão dos pontos experimentais.
$S_x$	desvio padrão da grandeza independente.
$Section$	seção do cone.
$S.G.$	gravidade específica para fluidos.
$U$	velocidade média.
$U_{axial}$	velocidade axial, componente da velocidade no eixo $z$ .
$U_{rT}$	velocidade radial terminal da gota.
$U_{tang}$	velocidade tangencial, componente perpendicular ao raio.
$U_x$	velocidade média na componente $x$ .
$U_{xlímite}$	velocidade limite que o sistema ALD consegue medir utilizando um determinado desvio de frequência.
$U_\lambda$	velocidade característica das menores escalas turbulentas.
$V_{dis}$	volume onde ocorre a dissipação da energia cinética turbulenta.
$V_{valv}$	volume interno da válvula ciclônica.
$\beta$	erro sistemático.
$\beta_{g_i}$	erro sistemático da grandeza $g_i$ .

$\tau_{ex}$	tensão externa.
$\tau_C$	tensão de cisalhamento na interface da gota proveniente da fase contínua.
$\tau_D$	tensão de cisalhamento na interface da gota proveniente da fase dispersa.
$\tau_{HB}$	tensão de cisalhamento segundo o modelo de Hershel-Bulkley.
$\Delta P_T$	variação do campo de pressão hidrodinâmico ao redor da gota.
$\Phi$	fração volumétrica da fase dispersa.



# Capítulo 1

## Introdução

Em todo o processamento primário do petróleo extraído de um determinado poço, o grau de emulsão da água em óleo ou vice versa representa um fator extremamente importante, que poderá limitar a produção de uma determinada plataforma. Sabe-se que alguns equipamentos instalados em toda cadeia do processamento primário acabam por gerar emulsões no fluido que dificultam a separação do óleo da água (ou vice e versa) nos equipamentos de separação. Dentre equipamentos que contribuem para a geração de emulsões, podemos citar a BCS (bomba centrífuga submersa), além de equipamentos internos mal dimensionados incluindo separadores e válvulas. Todos os equipamentos citados facilitam a geração de emulsão, pois impõem alto grau de cisalhamento ao escoamento. Desses três equipamentos, as válvulas terão um maior destaque neste trabalho.

O controle de vazão e pressão no processo petrolífero é feito através de uma série de válvulas de regulagem e de estrangulamento. Estas, no entanto, operam gerando grande quantidade de turbulência no escoamento, o que favorece a formação de emulsões ou dispersões (mistura entre dois ou mais fluidos imiscíveis entre si). Altos níveis de emulsão de óleo em água não são desejáveis. Quanto menor o tamanho das gotas da fase dispersa, maior o tempo necessário para que as duas fases sejam separadas no separador gravitacional, fazendo com que a produção seja menor, assim como a taxa de recuperação de óleo. Na indústria do petróleo há a necessidade de se desenvolver uma válvula de regulagem capaz de evitar ou, pelo menos, diminuir a formação de emulsões. No começo desta década surge o conceito de válvula ciclônica, a qual utiliza o mesmo princípio

dos hidrociclones (efeitos centrífugos) para evitar a quebra das gotas de óleo em gotas menores, promovendo a coalescência das menores gotículas de óleo dispersas no meio aquoso. O objetivo da válvula ciclônica não é substituir os hidrociclones como método de separação entre água e óleo, mas sim evitar que o produto originado deste seja novamente emulsionado pelas válvulas usuais, o que demandaria um processo de separação mais longo.

Para verificar a eficácia deste novo tipo de válvula, um protótipo foi construído em acrílico para que técnicas de medição de velocidade não intrusivas pudessem ser utilizadas e, assim, verificar os pontos de maior intensidade turbulência. Para uma correta caracterização da válvula o sistema foi instrumentado com um medidor de vazão e dois transmissores de pressão. Junto com os ensaios experimentais foi realizado, para efeito de comparação, uma simulação numérica, com a qual espera-se poder caracterizar corretamente o escoamento.

Sendo assim, o presente trabalho tem como objetivos:

- caracterizar o escoamento no interior desta válvula, através dos perfis de velocidade média e intensidade turbulenta;
- caracterizar a válvula ciclônica em função da perda de carga;
- confrontar dados experimentais com dados numéricos (obtidos por terceiros) avaliando se o modelo numérico utilizado é capaz de representar corretamente o escoamento;
- identificar possíveis problemas no projeto da válvula e sugerir modificações.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

A tecnologia de válvulas ciclônicas é recente, tendo sido desenvolvida entre os anos de 2004 e 2008 na Universidade de Stavanger na Noruega e na Petrobrás. Sendo assim, poucos trabalhos podem ser encontrados na literatura sobre este tipo de válvula, dificultando a elaboração de uma ampla revisão bibliográfica. Logo, para que um estudo mais aprofundado sobre este tema seja realizado, sem que o foco deste seja perdido, dividiu-se este capítulo em três partes concernentes aos tópicos associados ao funcionamento da válvula ciclônica: formação de emulsão, escoamentos em hidrociclone e válvulas.

### 2.1 Formação de Emulsão

Os mecanismos de quebra de gotas, comumente conhecidos como formação de emulsões, são diversos e com uma gama de estudos em diferentes áreas da ciência, entre as quais, é possível citar, as mais importantes, a indústria química, a indústria alimentícia e a indústria de petróleo. Formar uma emulsão significa misturar dois ou mais fluidos imiscíveis entre si, através de uma interface, de tal forma que o tempo de separação dos fluidos seja muito longo. Alguns dos mecanismos de formação de emulsão utilizados na indústria são muito bem descritos por Leal-Calderon [24], como por exemplo, homogeneização em altas pressões, emulsificação por membrana, emulsificação por microcanais e emulsificações espontâneas. Em todos os casos, o autor envolve a adição de surfactantes (ou tensoativos) na mistura de fluidos, compostos estes responsáveis por alterar

a tensão interfacial entre os dois fluidos. A utilização de surfactantes não será discutida neste trabalho, uma vez que o interesse em formação de emulsões neste possui um caráter puramente mecânico e não químico. Uma das formas mais eficientes para emulsionar uma mistura de fluidos, que é utilizada na maior parte dos mecanismos citados por Leal-Calderon, é aumentar as tensões de cisalhamento presentes no escoamento. Altos índices de tensão de cisalhamento geram altos gradientes de tensão interfacial, gerando uma instabilidade mecânica na interface entre os dois fluidos e, por conseguinte, promovendo a quebra da interface e a formação de gotas menores. Sabe-se que quanto maior a intensidade turbulenta existente em um escoamento, maiores são as tensões de cisalhamento presente no mesmo. Portanto, quanto mais turbulento o escoamento maior será a eficiência de formação de emulsão neste, como é possível observar na Figura (2.1).

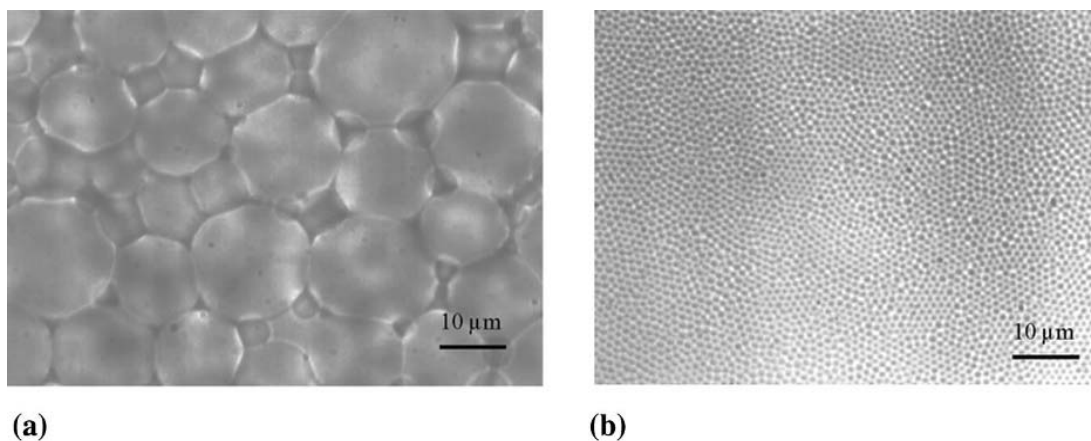


Figura 2.1: Microfotografia mostrando uma emulsão inicial (A) e após a aplicação de uma tensão cisalhante (B). Retirado de Leal-Calderon [24]

Um dos métodos, muito encontrado na literatura, para a caracterização de uma emulsão é o diâmetro médio de volume-superfície ( $d_{32}$ ), que é calculada através da relação:

$$d_{32} = \left( \sum_i N_i d_i^3 \right) / \left( \sum_i N_i d_i^2 \right), \quad (2.1)$$

onde  $N_i$  é o número de amostras de gotas com diâmetro  $d_i$ . Nos trabalhos de Vankova et al. [45], [46] e [47], uma melhor abordagem de formação de emulsão é feita para

escoamentos turbulentos, apresentando modelos teóricos para estimar os diâmetros médios e máximos das gotas. Vankova et al., caracterizam o processo de emulsificação como uma competição entre dois processos, ou reações elementares, opostos entre si; o primeiro processo seria a quebra da gota em duas gotas menores, enquanto o segundo processo seria a coalescência de duas gotas pequenas formando uma gota de maior diâmetro.

### 2.1.1 Modelos para Quebra de Gotas

Nestes trabalhos, Vankova divide os fenômenos turbulentos responsáveis pelas quebras das gotas em dois regimes, o inercial e o viscoso, ambos estudados nos trabalhos pioneiros de Kolmogorov[23] e Hinze[18]. No primeiro regime, inercial, o diâmetro das gotas dispersas no escoamento são maiores que as menores escalas turbulentas da fase contínua, enquanto que para o segundo regime, viscoso, as gotas possuem um diâmetro menor que as menores escalas turbulentas. Na Figura (2.2) os dois regimes de emulsificação são exemplificados.

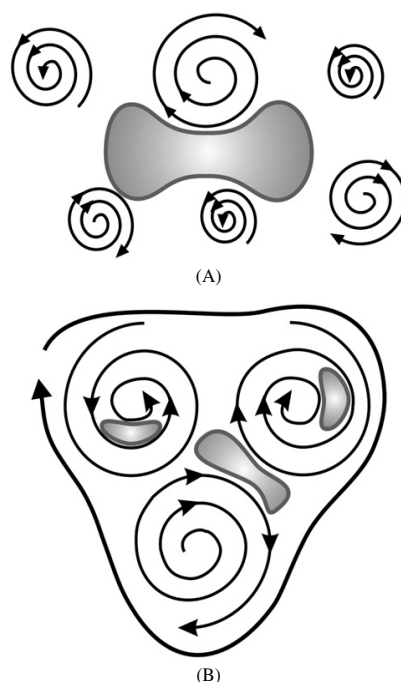


Figura 2.2: Esquema de formação de emulsão para o regime inercial (A), e para o regime viscoso (B).Retirado de Vankova et al. [45]

O que determina a transição entre os dois regimes é o tamanho das menores escalas turbulentas ( $\lambda_0$ ), ou escala dissipativa de Kolmogorov, e o diâmetro máximo das gotas existentes na respectiva emulsão. A escala de Kolmogorov é muito bem conhecida e difundida no meio científico e é definida como:

$$\lambda_0 \approx \epsilon^{-1/4} \nu_C^{3/4}, \quad (2.2)$$

onde  $\epsilon$  é a taxa de dissipação de energia por unidade de massa e  $\nu_C$  a viscosidade da fase contínua. Turbilhões menores que esta escala não se desenvolvem pois são dissipados por efeitos viscosos. Uma abordagem melhor e mais completa sobre esse assunto pode ser encontrado em Freire [15]. A teoria de emulsificação para o regime inercial diz que o diâmetro máximo das gotas pode ser estimado através de um balanço de forças, comparando-se as forças provenientes da flutuação do campo de pressão hidrodinâmico ao redor da gota, Equação (2.3), com as forças de pressão interna da gota, ou “Pressão de Laplace”, Equação (2.4), facilmente obtida a partir da teoria de vasos de pressão para cascas finas. Nesta primeira abordagem, a viscosidade da fase dispersa é considerada semelhante à viscosidade da fase contínua. Vale destacar ainda, que na Equação (2.3), utiliza-se a lei dos 2/3 de Kolmogorov (ver Freire [16]), onde a média estatística do quadrado da flutuação de velocidade é relacionada com a taxa de dissipação e uma unidade de comprimento, o diâmetro da gota neste caso.

$$\langle \Delta P_T(d) \rangle = C_1 \rho_C \langle \overline{u'^2} \rangle = C_1 \rho_C \underbrace{C_2 (\epsilon d)^{2/3}}_{\langle \overline{u'^2} \rangle} \quad (2.3)$$

$$P_C = 4\sigma/d \quad (2.4)$$

$C_1$  e  $C_2$  são constantes numéricas adimensionais que caracterizam o escoamento turbulento ao redor da gota e  $\sigma$  é a tensão interfacial. Essas duas constantes foram calculadas por Batchelor [2], cujos valores são:  $C_1 \approx 0,7$  e  $C_2 \approx 2,0$ . Manipulando algebricamente as Equações (2.3) e (2.4) é possível obter a primeira estimativa para o diâmetro máximo de gotas ( $d_{KH}$ ), vista na Equação (2.5), segundo a teoria de Kolmogorov-Hinze:

$$d_{KH} = A_1 \epsilon^{-2/5} \sigma^{3/5} \rho_C^{-3/5}, \quad (2.5)$$

onde  $A_1$  é uma constante de proporcionalidade.

Numa segunda abordagem, um novo modelo, considerando uma viscosidade maior para a fase dispersa em relação à fase contínua,  $\mu_D > \mu_C$ , é apresentado por Davies [9]. Este inclui no balanço de forças, a tensão de cisalhamento,  $\tau_D$  (Equação (2.6)), na interface da gota, proveniente da fase dispersa.

$$\tau_D = \mu_D \frac{\partial U}{\partial y} \approx \mu_D \frac{\langle \overline{u'^2} \rangle^{1/2}}{d} \quad (2.6)$$

O balanço de forças pode ser, então, reescrito da seguinte forma:

$$\langle \Delta P_T(d) \rangle \approx P_C + \tau_D. \quad (2.7)$$

Substituindo as Equações (2.3), (2.4) e (2.6) em (2.7) e fazendo as devidas manipulações algébricas, obtêm-se outra estimativa para o diâmetro máximo de gotas,  $d_D$  (Equação (2.8)), relativo a misturas na qual a viscosidade da fase dispersa é maior que a viscosidade da fase contínua.

$$\begin{aligned} d_D &= \left( \frac{4}{C_1 C_2} \right)^{3/5} \left( 1 + C_2^{1/2} \frac{\mu_D \epsilon^{1/3} d_D^{1/3}}{4\sigma} \right)^{3/5} \sigma^{3/5} \rho_C^{-3/5} \epsilon^{-2/5} \\ &= A_3 \left( 1 + A_4 \frac{\mu_D \epsilon^{1/3} d_D^{1/3}}{\sigma} \right)^{3/5} \sigma^{3/5} \rho_C^{-3/5} \epsilon^{-2/5} \end{aligned} \quad (2.8)$$

O mesmo autor sugere que as constantes numéricas da Equação (2.8), para uma correta caracterização do regime inercial, possuam os seguintes valores:  $A_3 \approx 1,0$  e  $A_4 \approx 0,35$ .

Calabrese et. al [5] inseriram na Equação (2.8) um termo corrigindo uma possível variação da massa específica entre o fluido da fase contínua e o fluido da fase dispersa, resultando em:

$$d_C = A_5 \left( 1 + A_6 \left( \frac{\rho_C}{\rho_D} \right)^{1/2} \frac{\mu_D \epsilon^{1/3} d_C^{1/3}}{\sigma} \right)^{3/5} \sigma^{3/5} \rho_C^{-3/5} \epsilon^{-2/5} \quad (2.9)$$

onde  $\rho_D$  é a massa específica da fase dispersa. Os valores das constantes numéricas foram obtidos experimentalmente a partir do diâmetro médio das gotas  $d_{32}$  (Equação (2.1)), sendo  $A_5 = 0,054$  e  $A_6 = 4,1$ . Calabrese ainda afirma que quando as forças inerciais são dominantes em relação às forças viscosas no processo de quebra das gotas, a equação para o diâmetro máximo é reduzida para a Equação (2.5). Quando o inverso ocorre, ou seja, as forças viscosas dominam o processo de quebra das gotas, a Equação (2.9) reduz-se para:

$$d_{CV} = A_9 (\rho_C \rho_D)^{-3/8} \mu_D^{3/4} \epsilon^{-1/4}. \quad (2.10)$$

Devido ao fato das equações apresentadas por Davies e Calabrese serem equações transcendentais, com as respectivas variáveis de diâmetro máximo estarem presente dos dois lados das equações, Duarte [12] propõe uma solução que não utiliza a lei dos 2/3 de Kolmogorov na Equação (2.3). Assim os valores quadráticos médios das flutuações de velocidade ( $u'_{rms}$ ) permanecem nas Equações (2.8) e (2.9), tornando-as mais úteis para o caso experimental. Sendo assim, realizando a respectiva modificação, as Equações (2.11) e (2.12) são, então, obtidas.

$$d_{DD} = A_3 \left( \frac{4\sigma + A_7 \mu_D u'}{\rho_C \overline{u'^2}} \right) \quad (2.11)$$

$$d_{CD} = A_5 \left( \frac{4\sigma + A_8 \left( \frac{\rho_C}{\rho_D} \right)^{1/2} \mu_D u'}{\rho_C \overline{u'^2}} \right) \quad (2.12)$$

Analisando agora o caso em que a emulsificação ocorre no regime viscoso, as gotas da fase dispersa são quebradas ou deformadas sobre a ação principal das tensões de cisalhamento da fase contínua,  $\tau_C$ , vista na Equação (2.13). O termo  $U_\lambda$ , presente na equação citada, refere-se a uma velocidade característica das menores escalas turbulentas. A modelagem de  $U_\lambda$  é feita através da comparação das tensões inerciais e viscosas para estas menores escalas, onde  $\rho_C (\epsilon \lambda_0)^{2/3} \approx \mu_C U_\lambda / \lambda_0$ , o que resulta em uma equação aproximada para a velocidade característica, Equação (2.14).

$$\tau_C = \mu_C \frac{dU_\lambda}{dl} \quad (2.13)$$



$$U_\lambda \approx (\mu_C \epsilon / \rho_C)^{1/4} \quad (2.14)$$

Substituindo as Equações (2.14) e (2.2) em (2.13), obtêm-se uma nova expressão de  $\tau_C$  para esta modelagem:

$$\tau_C \approx \mu_C \frac{(\mu_C \epsilon / \rho_C)^{1/4}}{\lambda_0} \approx (\epsilon \rho_C \mu_C)^{1/2} \quad (2.15)$$

Logo, para o balanço de forças desse modelo, nada mais lógico do que igualar as forças devido a pressão interna da gota com as tensões de cisalhamento da fase contínua, ( $P_C \approx \tau_C$ ). Sendo assim, a partir das Equações (2.4) e (2.13), é possível obter uma estimativa para o diâmetro máximo de gotas,  $d_{KV}$  para o caso do regime viscoso:

$$d_{KV} = A_2 \epsilon^{-1/2} \mu_C^{-1/2} \rho_C^{-1/2} \sigma \quad (2.16)$$

onde a constante numérica  $A_2 \approx 4$ .

Os modelos citados acima são válidos para misturas emulsionadas que não se encontrem no estado de “emulsão concentrada”, na qual a fração volumétrica ( $\Phi$ ) da fase dispersa na mistura é superior a 0,7. Considerando o óleo como sendo a fase dispersa da mistura, se  $\Phi \geq 0,7$ , um novo estudo reológico da mistura deve ser realizado, uma vez que esta começa a apresentar propriedades de fluido não-newtoniano. Para isso, utiliza-se o modelo de Hershel–Bulkley (Equação(2.17)) para fluidos do tipo Plásticos de Bingham,

$$\tau_{HB} = \tau_0 + c_\mu (\partial U_\lambda / \partial x)^m \quad (2.17)$$

onde  $\tau_0$  é a tensão de desvio, a partir da qual o fluido começa a sofrer alguma deformação,  $c_\mu$  é uma variável análoga à viscosidade que neste caso é definida como a consistência da emulsão e  $m$  é o índice da lei de potência que rege o comportamento deste tipo de fluido não-newtoniano.

Como as propriedades reológicas da mistura em questão são regidas por uma nova lei, é necessário alterar a equação para a micro-escala de Kolmogorov ( $\lambda_0$ ). Para isto, assume-se, para as menores escalas, o balanço do campo de pressão hidrodinâmico com as forças viscosas ao redor da gota,  $\langle \Delta P_T \rangle_C \approx \tau_{HB} - \tau_0$ . Logo, a partir das Equações

(2.3) e (2.17), obtém-se a equação para a micro-escala de Kolmogorov para fluidos do tipo Plástico de Bingham ( $\lambda_{0,NN}$ ).

$$\lambda_{0,NN} = \left( \frac{c_\mu}{\rho_C} \right)^{3/(2(1+m))} + \epsilon^{(m-2)/(2(1+m))} \quad (2.18)$$

Quando  $m = 1$ ,  $c_\mu \rightarrow \mu_C$  e a Equação (2.2) é novamente obtida. Portanto, a Equação (2.18) pode ser considerada uma equação geral para a micro-escala de Kolmogorov, com  $m = 1$  referente a fluidos newtonianos.

A partir desta nova modelagem para a micro-escala de Kolmogorov, uma equação análoga à Equação (2.16) pode ser obtida para uma emulsão concentrada, ou seja, um novo modelo para diâmetro máximo de gotas em regime viscoso para fluidos não-newtonianos ( $d_{V,NN}$ ),

$$d_{V,NN} = A_7 \sigma c_\mu^{-1/(m+1)} (\epsilon \rho_C)^{-m/(m+1)} \quad (2.19)$$

Todos os modelos apresentados até o momento para a estimativa do diâmetro máximo das gotas em uma emulsão apresentam o termo  $\epsilon$  que também precisa ser modelado. Esta modelagem é apresentada por dois autores, Vankova [45] e Husveg [21], os quais relacionam a taxa de dissipação com a perda de carga, a vazão e o volume existente no sistema onde a emulsão está presente. A expressão pode, então, ser explicitada como:

$$\epsilon = \frac{\Delta P \cdot Q_{sist}}{\rho_C V_{dis}}. \quad (2.20)$$

Analisando essa modelagem para o caso da válvula ciclônica,  $\Delta P$  seria a perda de carga gerada pela própria válvula para uma determinada vazão  $Q_{sist}$  do sistema.  $V_{dis}$ , que neste caso, seria o volume total existente no interior da válvula, é o volume médio no qual ocorre a dissipação energética do escoamento através da turbulência.

### 2.1.2 Modelo para Coalescência de Gotas

Basicamente, pode-se dividir o processo de coalescência da fase dispersa em dois regimes: pericinético e ortocinético. O modelo para os dois casos são muito bem descritos em Bremer [4] assim como em Duarte [12].

No regime pericinético, a coalescência ocorre, basicamente, através de choques entre as gotas devido ao seu movimento browniano no fluido. O movimento browniano possui um caráter puramente difusivo e sua relevância é incrementada quanto menor for o tamanho da partícula ou, neste caso, da gota. Já no regime ortocinético, os choques entre as gotas são provenientes única e exclusivamente dos gradientes de velocidade no escoamento em questão, como explica Agarwal [1]. No entanto, para o caso de um hidrociclone ou uma válvula ciclônica, existe outro fator relevante que contribui para a coalescência da fase dispersa e que deve ser inserido nos modelos, que é o efeito centrífugo presente no escoamento. Duarte, então, implementou o efeito centrífugo no modelo para os regimes pericinético e ortocinético de Bremer, assim como um modelo modificado de quebra de gotas, similar aos apresentados anteriormente. Sendo assim, o modelo do autor seria capaz de determinar o diâmetro de gota a partir do qual os efeitos de coalescência ou quebra de gota seriam predominantes. Segundo Duarte, este novo modelo conseguiu prever, qualitativamente, o diâmetro das gotas na saída de sua válvula ciclônica, embora não houvesse dados experimentais referentes à emulsão em seu trabalho, que se concentrou na obtenção dos perfis de velocidade média e intensidade turbulenta do escoamento.

Para modelar os efeitos centrífugos para a coalescência das gotas, Duarte partiu da Lei de Stokes (Equação (2.21)), a qual prevê a força de arrasto para objetos com geometria esférica sujeitos a um escoamento. Apesar da lei de Stokes ser funcional apenas para número de Reynolds baixos, se for considerado que o diâmetro das gotas existentes em uma emulsão esteja na faixa de centésimos ou décimos de microns, o número de Reynolds, mesmo com uma velocidade de  $10 \text{ ms}^{-1}$ , continuará dentro da faixa coberta pela teoria. Portanto, considerar a lei de Stokes para este modelo é uma boa aproximação, ou seja:

$$F_{arrasto} = 3\pi\mu_C U d. \quad (2.21)$$

Para que uma velocidade radial terminal  $U_{rT}$  das gotas seja quantificada, um balanço de forças deve ser feito englobando a lei de Stokes e as forças de campo existentes em um escoamento no interior de um hidrociclone ou de uma válvula ciclônica. Assim, tanto Duarte quanto Sinker [39] apresentam, na Equação(2.22), essa velocidade para uma

gota esférica, fazendo a consideração que esta está situada em um campo de velocidade vortical. Para caracterizar a força de campo atuante sobre a gota, a aceleração desta força é quantificada como a aceleração centrípeta ( $U_{tang}^2/r$ ) a qual a gota está submetida.

$$U_{rT} = \frac{|\rho_D - \rho_C| d^2}{18\mu_C} a = \frac{|\rho_D - \rho_C| d^2}{18\mu_C} \frac{U_{tang}^2}{r} \quad (2.22)$$

$U_{tang}$  é a velocidade tangencial apresentada pela gota no interior da válvula ciclônica e  $r$  é o raio, posição em relação ao centro da parte cônica da válvula onde a gota se encontra.

Para determinar um diâmetro mínimo das gotas que o efeito centrífugo seria capaz de coalescer no centro da parte cônica, Duarte iguala o tempo de residência, ( $t_{res}$ ), com o tempo de separação, ( $t_{sep}$ ).  $t_{res}$  é o tempo que uma partícula de fluido levaria para atravessar o domínio completo da válvula ciclônica ( $t_{sep} = V_{valv}/Q_{sist}$ ).  $t_{sep}$  é o tempo que uma partícula de fluido levaria para atravessar por completo o raio de entrada ( $R_{ent}$ ) da parte cônica até seu centro ( $t_{sep} = R_{ent}/\overline{U_{rT}}$ ). Igualando os dois termos obtêm-se a Equação (2.23),

$$d_{min,ctf} = \left( \frac{Q_{sist}}{V_{valv}} \frac{18\mu_C R_{ent}}{|\rho_D - \rho_C| \overline{a_{ctp}}} \right)^{1/2} \quad (2.23)$$

onde  $\overline{a_{ctp}}$  é a aceleração centrípeta média, calculada através da integração do perfil de velocidade tangencial como é apresentado na Equação (2.24). Com o valor de  $\overline{a_{ctp}}$  calcula-se, então, a velocidade terminal média  $\overline{U_{rT}}$ .

$$\overline{a_{ctp}} = \frac{1}{R_{ent}} \left( \int_0^{R_{ent}} \frac{U_{tang}^2[r]}{r} dr \right) \quad (2.24)$$

Quando  $t_{sep} > t_{res}$ , ou seja, quando o tempo necessário para uma gota migrar da periferia do cone até o centro for maior que o tempo em que esta permanece no interior da válvula, as gotículas não serão coalescidas. Portanto, gotas com diâmetro abaixo de  $d_{min,ctf}$  irão simplesmente atravessar a válvula ciclônica sem serem coalescidas, uma vez que, gotas com diâmetros pequenos possuem valores de  $U_{rT}$  menores e, conseqüentemente, um tempo de separação maior.

Aplicando agora os modelos de Bremer [4] para os regimes pericinético e ortocinético no modelo anterior de Duarte [12], a estimativa de diâmetro mínimo para coa-

lescência no interior da válvula irá diminuir, já que mais um processo de coalescência será implementado. Considerando novamente uma partícula entrando na periferia da parte cônica da válvula, esta irá, antes de alcançar o centro do cone, sofrer o processo de coalescência nos regimes pericinético e ortocinético e ter seu diâmetro incrementado antes de coalescer por completo no centro. Sendo assim, o tempo de separação  $t_{sep}$  será modelado de forma diferente, sendo dividido em duas fases. A primeira fase será o tempo necessário para que uma determinada gotícula, inicialmente na periferia, atinja um diâmetro de  $d = 2R_C$  através dos dois regimes modelados por Bremer.  $R_C$  é o raio crítico necessário que a gota deve possuir para conseguir ser coalescida no centro do cone no tempo restante, o tempo da segunda fase. Logo, a primeira fase será chamada de  $t_{cpo}$  e a segunda fase de  $t_{sep,b}$ . Portanto,  $t_{sep} = t_{cpo} + t_{sep,b}$ . Substituindo  $t_{cpo}$  no modelo de Bremer, Duarte apresenta a Equação (2.25) para o diâmetro mínimo necessário que uma gota deve possuir para ser coalescida no centro do cone através dos regimes pericinéticos e ortocinéticos e do efeito centrífugo. Esse diâmetro será chamado de  $d_{min,sec}$  e é função do comprimento do cone da válvula na direção axial  $z$ , uma vez que para cada seção desta irá existir um valor de  $t_{sep,b}$  diferente.

$$d_{min,sec}[z] = 2 \left( \frac{(kT + \dot{\gamma}\mu_C (d_{min,rc}[z])^3 / 2) e^{-\frac{4\Phi\dot{\gamma}t_{cpo}}{\pi}} - kT}{4\dot{\gamma}\mu_C} \right)^{1/3} \quad (2.25)$$

Na Equação (2.25),  $k$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura do meio em graus Kelvin ( $K$ ),  $d_{min,rc}$  é o diâmetro crítico da gota ( $d_{min,rc} = 2R_C$ ) para cada seção do cone, apresentado na Equação (2.26),  $\dot{\gamma}$  é definido por Duarte como a média do vetor gradiente de velocidade na direção axial  $z$ , apresentado na Equação (2.27).

$$d_{min,rc}[z] = \left( \frac{18\mu_C R[z]}{t_{sep,b} |\rho_D - \rho_C| \bar{a}_{ctp}} \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

A grandeza  $d_{min,rc}$  é calculada a partir da Equação (2.23), onde o efeito centrífugo foi modelado. Ao invés do tempo de residência  $t_{res}$  e do raio de entrada  $R_{ent}$ , utiliza-se o tempo  $t_{sep,b}$  e o raio  $R[z]$ , raio da parte cônica referente a cada seção no eixo axial.

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{L} \int_0^L \nabla U dz = \left( \left( \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\partial U_{rT}}{\partial r} dz \right)^2 + \left( \frac{1}{L} \int_0^L \left( \frac{\partial U_{rT}}{\partial z} + \frac{\partial U_{axial}}{\partial z} \right) dz \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

Duarte [12] ainda apresenta outro modelo para a quebra de gota, relacionando o tempo de deformação de uma gota, com o tempo de vida de uma estrutura vortical. Segundo o autor, para que haja a quebra das gotas, o tempo de vida de um vórtice deve ser maior que o tempo de deformação da gotícula que atravessa este vórtice. Ou seja, as gotículas, para serem quebradas em diâmetros menores, devem ficar sobre a ação das forças de cisalhamento de um vórtice por um tempo maior que esta consegue sofrer deformação. Na Figura (2.3) é apresentado um esquema do fenômeno da quebra de gota, e na Figura (2.4) uma fotografia exemplificando uma gota sofrendo deformação.

O tempo de vida do vórtice ( $t_{vida}$ ), utilizada por Duarte e modelado em Walstra [49], é apresentado na Equação (2.28). Este estima o tempo  $t_{vida}$  a partir de um comprimento característico e de uma velocidade característica do vórtice, o seu diâmetro  $d$  e a flutuação de velocidade  $u'$  respectivamente.

$$t_{vida} = \frac{d}{u'_{rms}} \approx \epsilon^{-1/3} d^{2/3} \quad (2.28)$$

O tempo de deformação ( $t_{def}$ ), apresentado tanto em Duarte [12] quanto em Walstra [49], pode ser obtido através de manipulação algébrica das Equações (2.3), (2.4), (2.6) e (2.7). Como resultado, obtêm-se a Equação (2.29), onde  $A_{10}$  é uma constante cujo valor, segunda Walstra, é 5 para o regime inercial. Na mesma equação existe a possibilidade de ser aplicada, ou não, a lei dos 2/3 de Kolmogorov.

$$t_{def} = \frac{\mu_D}{A_{10}\rho_C(\epsilon d)^{2/3} - 4\sigma/d} = \frac{\mu_D}{A_{10}\rho_C\overline{u'^2} - 4\sigma/d} \quad (2.29)$$

Duarte, então, iguala os dois tempos partindo da premissa que tanto a estrutura vortical quanto as gotículas possuem um diâmetro mínimo a partir do qual este vórtice não seria mais capaz de quebrá-las. Por conseguinte, gotas com um diâmetro acima do diâmetro mínimo de quebra ( $d_{min,que}$ ), ver Equação (2.30), poderão ser quebradas, enquanto gotas com um diâmetro abaixo de  $d_{min,que}$  passarão incólumes pelo campo de flutuação.

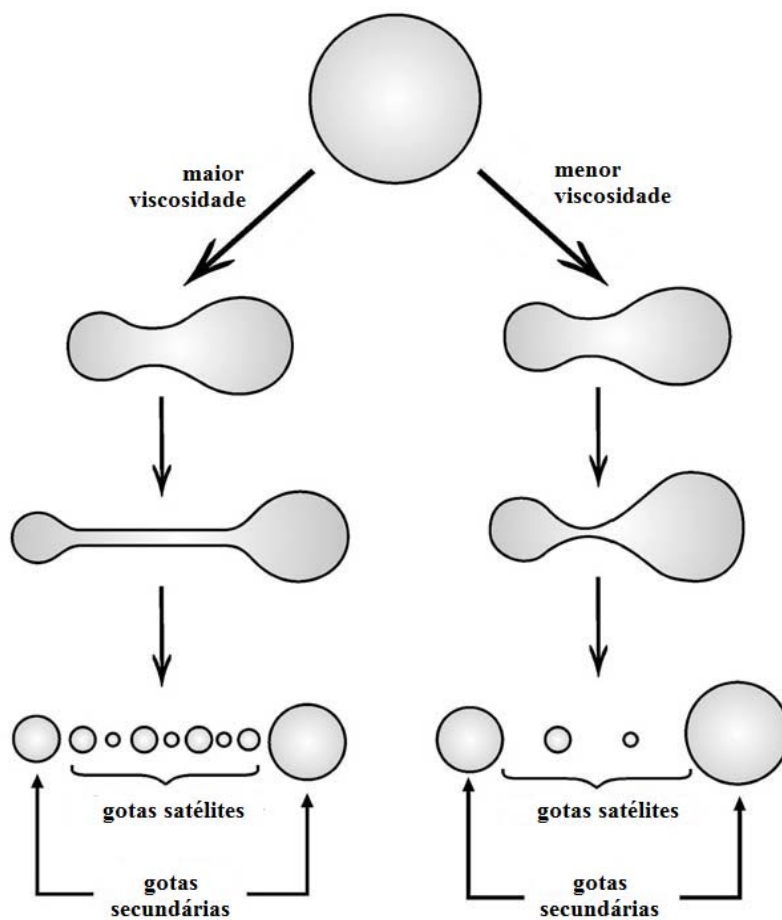


Figura 2.3: Esquemático para a quebra de gotas. Adaptado de Vankova [47].



Figura 2.4: Exemplo de uma gota sofrendo deformação. Retirado de Vankova [46].

$$d_{min,que} = \frac{4\sigma + \mu_D u'_{rms}}{A_{10} \rho_C u'^2} \quad (2.30)$$

## 2.2 Escoamento em Hidrociclones

Hidrociclones são equipamentos extremamente simples que utilizam o efeito centrífugo com o intuito de separar uma mistura de elementos com massas específicas distintas. Estes são constituídos, basicamente, por um corpo cônico principal, uma entrada tangencial a este cone e dois bocais de saída, um na base inferior do corpo cônico e outra na base superior, sem haver quaisquer partes móveis em sua estrutura. A mistura, caracterizada normalmente por uma fase contínua e outra dispersa, é injetada através da entrada tangencial. Conforme a mistura adentra o cone, esta transforma sua energia em energia cinética de rotação. Conseqüentemente, a fase mais densa desta mistura é forçada a ocupar a periferia do corpo cônico, enquanto a fase menos densa é atraída para o núcleo. Durante a separação, as duas fases são extraídas por bocais distintos. A fase com menor densidade, concentrada no núcleo, possui um escoamento principal através do bocal superior, denominado “overflow”, e a fase restante, mais densa, o escoamento principal ocorre pelo bocal inferior, denominado “underflow”. Na Figura (2.5) é possível observar o esquemático de como um hidrociclone de fato funciona.

Existem duas nomenclaturas presentes na literatura referentes ao mesmo equipamento; ciclones e hidrocilones. Em geral, o termo ciclone é utilizado para uma mistura cujas fases presentes se encontrem no estado gasoso ou sólido (particulado sólido), enquanto que para um hidrociclone as fases se encontram no estado líquido.

O princípio dos ciclones remonta o século XIX, com a primeira patente datada no ano de 1891, segundo Svarovsky [41]. No entanto, sua utilização e aplicação na indústria só começou a ser significativa após a Segunda Guerra Mundial, quando começou a ser utilizado, primeiramente, no processamento de minério, para depois se difundir para outras áreas. Svarovsky será muito citado ao longo deste texto, uma vez que este condensou boa parte do conhecimento existente sobre hidrociclones em seu trabalho. Neste, é possível encontrar informações diversas sobre tipos de hidrociclones, características operacionais,



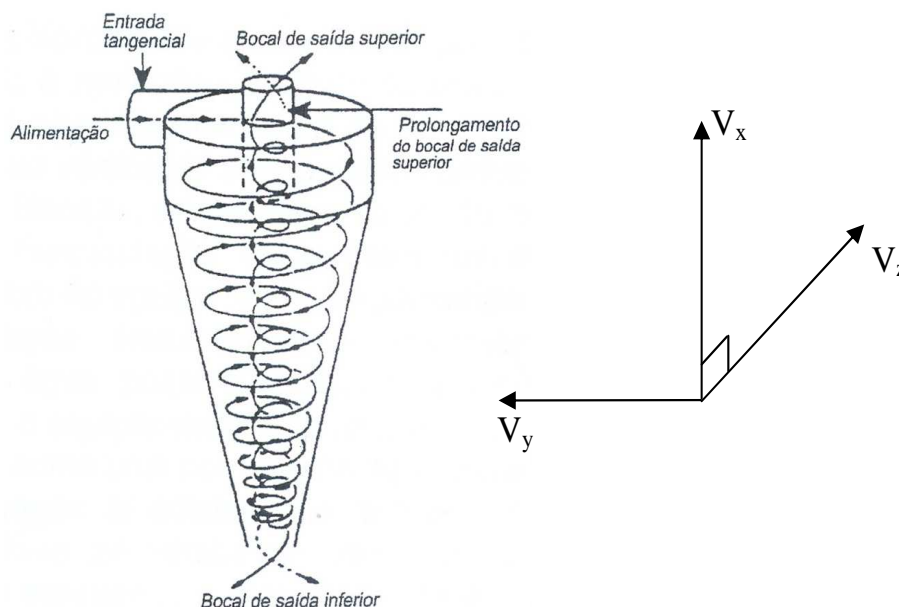


Figura 2.5: Princípio de funcionamento de um hidrociclone. Retirado de Moraes [30].

seleção de hidrociclones, combinações de hidrociclones, aplicações, entre outros. Sendo assim, este autor cita 4 vantagens na utilização deste equipamento:

1. Eles são extremamente versáteis, sendo possível aplicá-los com diferentes objetivos, tais como: clarificar líquidos, classificar sólidos, limpar sólidos, separar dois líquidos imiscíveis, desgaseificar líquidos, entre outros.
2. São simples de serem fabricados e instalados, possuindo um baixo custo de aquisição e manutenção.
3. Possuem dimensões muito menores que outros tipos de separadores.
4. Para a classificação de sólidos, a existência de altas forças de cisalhamento em seu interior é essencial na quebra de aglomerados.

Um dos parâmetros mais importantes para a caracterização de um hidrociclone na indústria é a taxa de separação ( $F$ ) ou taxa de recuperação de massa, sendo apresentado em diversos trabalhos na literatura, entre eles o próprio trabalho de Svarovsky e no trabalho de Smith [40]. A taxa de separação relaciona a vazão de saída de um dos bocais com a vazão total de entrada. Obviamente, a vazão de saída a ser escolhida depende

da aplicação do hidrociclone e de qual é o produto de maior interesse a ser obtido na separação. No caso dos dois trabalhos citados, a taxa  $F$  é calculada com a vazão de saída do bocal inferior, diferente do que ocorre na indústria de petróleo, onde o produto de interesse é o óleo e cujo escoamento principal ocorre no bocal superior. Logo, a taxa de separação referente a este estudo, pode ser explicitada como:

$$F = \frac{Q_s}{Q_e} \quad (2.31)$$

onde  $Q_s$  é a vazão do bocal superior, ou a vazão do fluido de menor densidade, o óleo para este caso, e  $Q_e$  a vazão total da mistura na entrada do hidrociclone. Outra forma do hidrociclone ser caracterizado, visto em Marins [27], é através da taxa de perda de carga ( $PDR$ ), “Pressure Drop Ratio”, que relaciona o diferencial de pressão do escoamento superior com do escoamento inferior, como visto na Equação (2.32). Este parâmetro é de grande importância, uma vez que mantendo a  $PDR$  constante, a vazão no bocal superior será sempre uma porcentagem constante da vazão total de entrada no hidrociclone,

$$PDR = \frac{P_e - P_s}{P_e - P_i} \quad (2.32)$$

onde  $P_e$  é a pressão na linha de entrada do hidrociclone,  $P_s$  a pressão na linha do bocal superior e  $P_i$  a pressão na linha do bocal inferior.

No mesmo trabalho de Smith [40], apresenta-se uma taxa de eficiência global de hidrociclones, considerando não somente a taxa de separação como também avaliando a qualidade desta separação, ou seja, verificando a porcentagem em volume de fase contínua presente na fase dispersa na saída do bocal superior ou a porcentagem em volume de fase dispersa presente na fase contínua na saída do bocal inferior. Logo, a expressão para a eficiência global é escrita da seguinte forma:

$$E_G = \left( \frac{100 - F}{100} \right) \left[ \left( \frac{100 - K_s}{100 - K_e} \right) - \left( \frac{K_s}{K_e} \right) \right] \times 100(\%) \quad (2.33)$$

onde  $K_s$  é a porcentagem em volume da fase contínua na saída do bocal superior e  $K_e$  a porcentagem em volume da fase contínua na entrada do hidrociclone.

Apesar dos conceitos e dos objetivos serem basicamente os mesmos, os ciclones

e hidrociclones possuem algumas diferenças cruciais em suas geometrias, com o intuito de que as separações sólido/gás/líquido ou líquido/líquido ocorram com maior eficiência. Uma das principais preocupações existente no projeto de um hidrociclone em relação ao projeto de um ciclone, é diminuir as tensões cisalhantes ao longo do equipamento. Essas tensões, já mencionadas anteriormente, são responsáveis pela quebra das gotas da fase dispersa em gotas menores, efeito indesejável e contrário aos objetivos do equipamento. Logo, três diferenças principais podem ser citadas. A primeira é a existência do prolongamento interno do bocal superior dos ciclones (ver Figura (2.6)), “Vortex Finder”. Esta peça foi posteriormente eliminada dos projetos dos hidrociclones, pois descobriu-se que ela contribuía para a formação de emulsões. A segunda diferença é o cabeçote dos hidrociclones, projetado para que a mistura dos dois fluidos entre no equipamento de forma mais suave, diminuindo assim a intensidade das perturbações geradas em seu interior. Para isso, o cabeçote é constituído inicialmente de uma seção cilíndrica no final da qual inicia-se a seção cônica responsável por acelerar o escoamento. A terceira diferença na geometria é o aumento do comprimento da parte cônica, cujo objetivo é aumentar o tempo de residência no interior do hidrociclone. Aumentando o tempo de residência das gotas da fase dispersa no interior do separador, aumenta-se a probabilidade de um número maior de gotas ser coalescido no núcleo e, conseqüentemente, ser isolado da fase contínua. Na Figura (2.7) apresenta-se a geometria utilizada por Marins [27], um hidrociclone padrão da indústria petrolífera, onde as duas últimas diferenças citadas podem ser visualizadas.

Para que o emprego dos hidrociclones em uma plataforma de extração de petróleo seja melhor situado, uma breve descrição do processamento primário de fluidos é necessária. Informações mais detalhadas sobre este assunto pode ser encontrado em Thomas [43]. Sendo assim, o processamento primário embarcado em uma plataforma possui três objetivos principais, ordenados por etapa:

1. efetuar a separação do óleo, do gás, da água e das impurezas presentes no fluido extraído do poço
2. efetuar o tratamento e condicionamento dos hidrocarbonetos visando sua transferência para as refinarias.

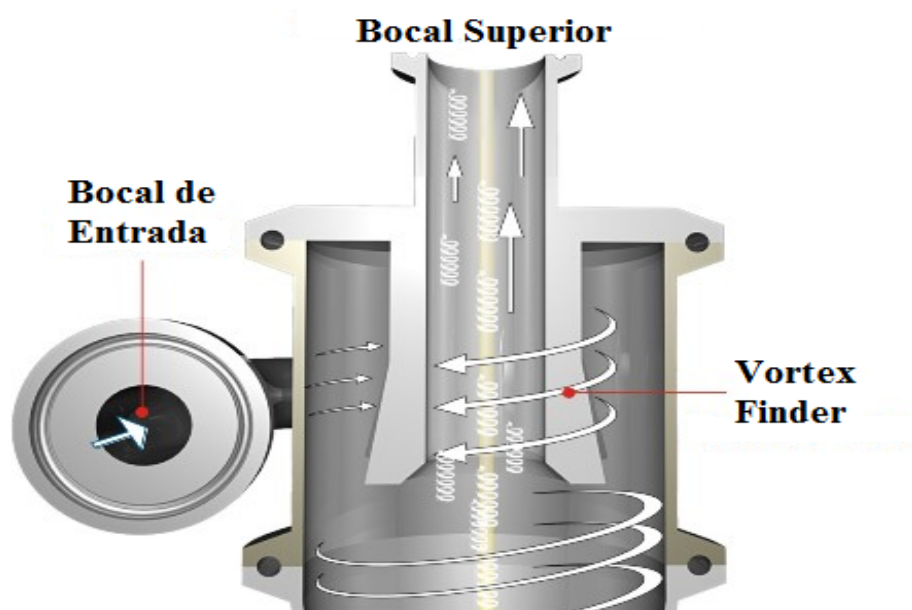


Figura 2.6: Prolongamento do bocal superior de um ciclone intitulado de “Vortex Finder”. Imagem adaptada de CCCMIX [6].

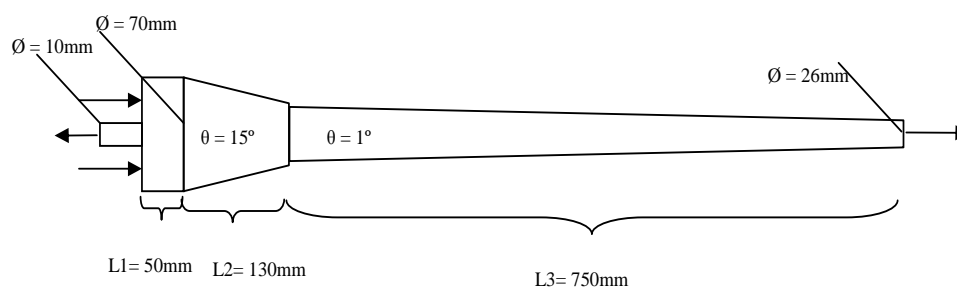


Figura 2.7: Hidrociclone padrão da indústria petrolífera. Imagem retirada de Marins [27].

3. efetuar o tratamento da água para que esta possa ser novamente injetada no poço ou descartada.

A primeira etapa é realizada através de separadores gravitacionais bifásicos e/ou trifásicos exemplificados nas Figuras (2.8) e (2.9), respectivamente. Devido ao grau de emulsão de água em óleo, normalmente esses separadores não conseguem separar por completo estes dois componentes. Logo, uma segunda etapa de separação é necessária antes do óleo ser transferido para o continente. Nesta segunda etapa, utilizam-se processos físicos e químicos para que a coalescência das gotas de água ocorram de forma mais rápida. Entre os processos físicos e químicos é possível citar a adição de desemulsificantes, tratamento termoquímico e tratamento eletrostático. Assim como o óleo separado na primeira etapa ainda possui resquícios de água (separados na segunda etapa), a água separada na primeira e na segunda etapas também apresenta resquícios de óleo. É de bom senso e necessário que este óleo também seja recuperado para que haja um acréscimo da produção (evitando o desperdício) e, conseqüentemente, deixar a água, que será reinjetada ou descartada, com uma quantidade de poluentes igual ou abaixo do especificado pelos órgãos regulamentadores ambientais. Os hidrociclones atuam exatamente nesta última etapa, onde a fase contínua é a água e a fase dispersa o óleo. A grande vantagem da utilização deste equipamento é a economia de espaço, algo de extrema importância em uma plataforma marítima. Na Figura (2.10) apresenta-se um esquema simplificado do processamento primário para uma melhor compreensão. Um conjunto de hidrociclones é capaz de substituir um separador gravitacional ocupando um espaço muito inferior. No entanto, quando acoplados na primeira etapa do processamento primário, os hidrociclones não apresentam a mesma eficiência. Pelo fato da fase contínua ser o óleo e a fase dispersa ser a água na primeira etapa, os hidrociclones acabam emulsionando ainda mais as gotas d'água no óleo, efeito esse não desejável. Algo relevante também de ser comentado, é o fato de que quanto mais antigo é um poço, mais água este irá produzir. Então, é possível que em um determinado momento seja possível instalar os hidrociclones direto na primeira etapa do processamento primário, aumentando assim a eficiência e diminuindo o tempo de separação das duas fases. Sendo assim, torna-se compreensível a necessidade de estudos

sobre hidrociclones na indústria de petróleo.

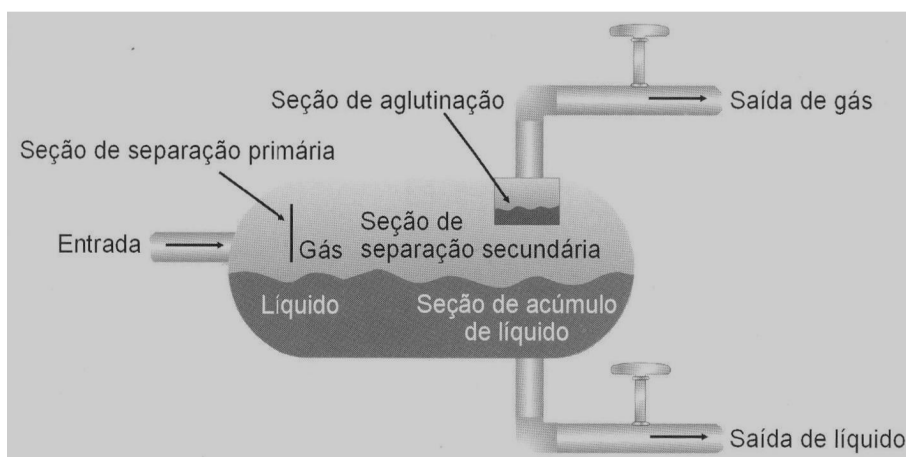


Figura 2.8: Esquema de um separador bifásico. Imagem retirada de Thomas [43].

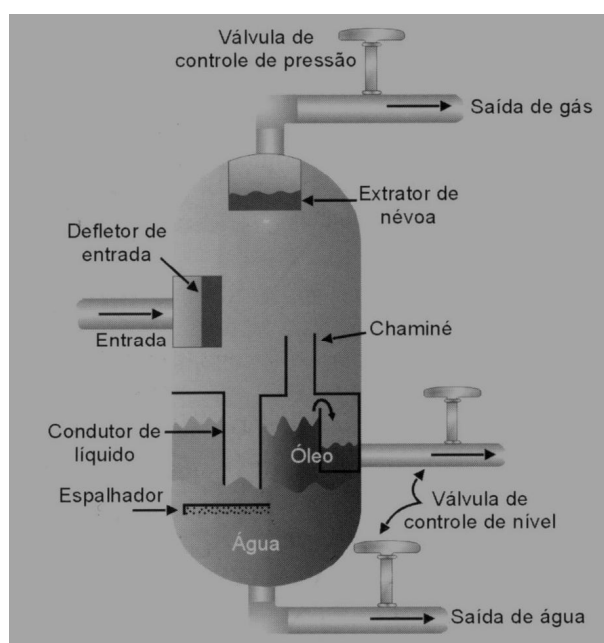


Figura 2.9: Esquema de um separador trifásico. Imagem retirada de Thomas [43].

Apesar da breve caracterização do funcionamento e operação de hidrociclones, o verdadeiro propósito dessa revisão é o estudo do comportamento do fluido, ou dos fluidos, no interior do separador, uma vez que é esperado um comportamento similar no interior da válvula ciclônica. Neste contexto uma série de trabalhos pode ser encontrada na literatura, com proposta de modelos e resultados experimentais obtidos através de

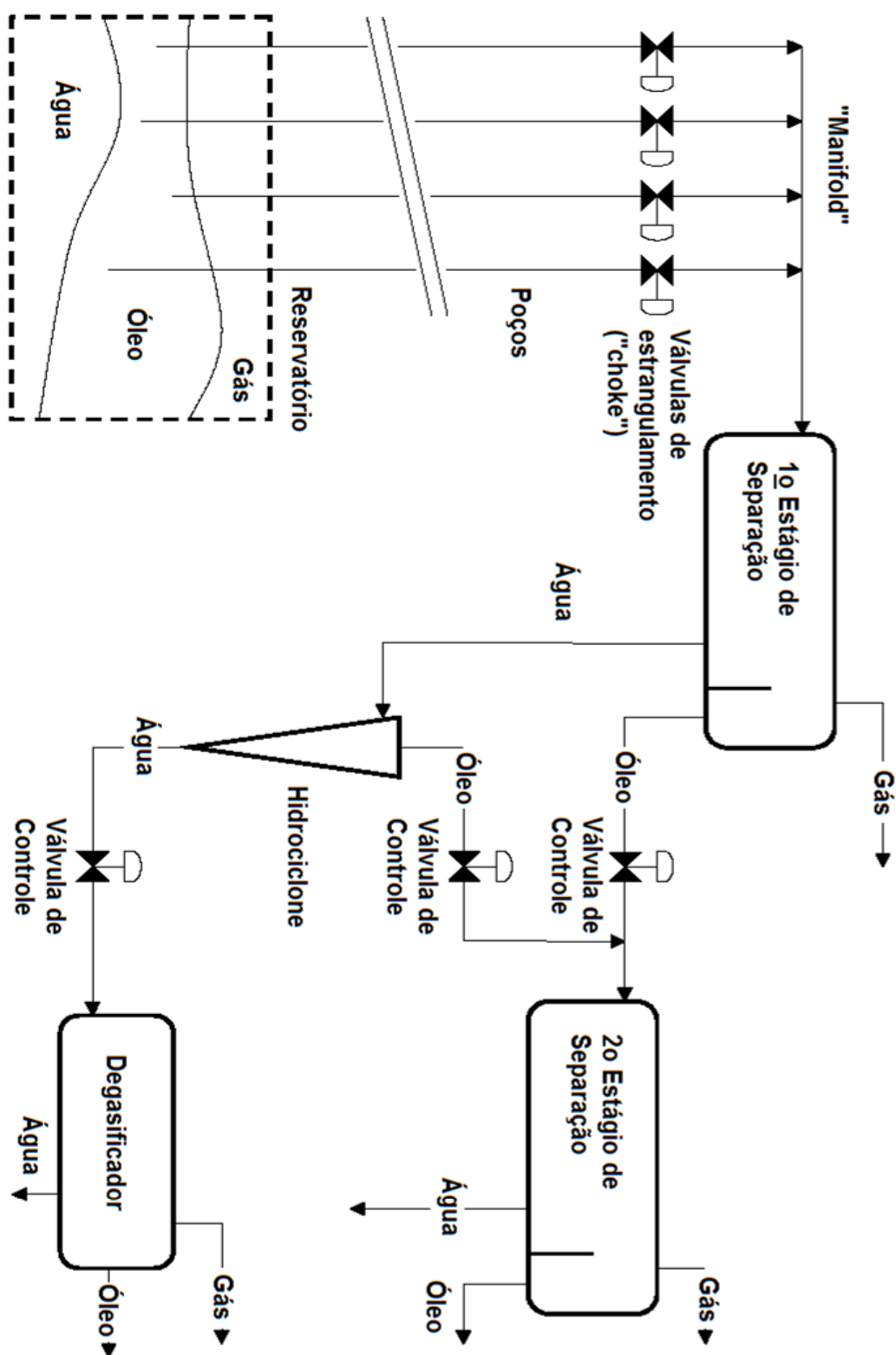


Figura 2.10: Esquema simplificado do processamento primário. Imagem adaptada de Typhonix [44].

diferentes técnicas de medição.

Logo, podemos voltar novamente ao trabalho de Svarovsky [41], onde é apresentada uma primeira abordagem para estimativa da velocidade tangencial em um hidrociclone. Esta primeira abordagem mostra que seria possível obter o perfil de velocidade tangencial a partir do campo de pressão radial, como mostra a Equação (2.34). Outros autores ainda deduziram outra equação, Equação (2.35), mas que é válida apenas para a parte mais externa do vórtice. Na região interna do vórtice, ou seja, na região central do cone, a velocidade tangencial têm seu gradiente de velocidade invertido, já que no centro ( $r = 0$ ) esta velocidade tende a ser nula, por ser o centro do vórtice.

$$\frac{U_{tang}}{r} = \frac{dp}{\rho dr} \quad (2.34)$$

$$U_{tang}r^{n_e} = const. \quad (2.35)$$

O expoente  $n_e$ , cujo valor geralmente varia entre 0,5 e 0,9, é um valor obtido empiricamente.

No trabalho de Kelsall [22], o autor afirma que a relação apresentada na Equação (2.35) pôde ser observada em seus resultados experimentais. O trabalho de Kelsall é um clássico neste meio e é considerado um dos pioneiros no estudo do escoamento interno de hidrociclones, juntamente com Yoshioka e Hotta [48], cujos trabalhos remontam a década de 50. Os dois trabalhos apresentam resultados experimentais de perfis de velocidade medidos no interior do hidrociclone. Yoshioka e Hotta utilizaram técnicas de medição intrusivas para medir os perfis, enquanto Kelsall foi o primeiro a utilizar uma técnica de medição ótica não intrusiva. Esta técnica utilizava partículas de alumínio como traçadores e o experimentalista as acompanhava através de sistema de lentes acopladas a um microscópio. Uma das lentes objetivas era capaz de ser rotacionada a velocidades angulares conhecidas. Quando o movimento das partículas se alinhava com o eixo vertical do alvo do microscópio ou se reduziam a pequenos pontos brilhantes, a rotação da objetiva, medida através de um estroboscópio, seria proporcional a velocidade da partícula dentro do hidrociclone.



A partir da década de 80 há uma explosão de trabalhos relacionados aos hidrociclones devido a inserção deste equipamento nas indústrias petrolíferas. Além disso, com a difusão da técnica de medição ALD (Anemometria *Laser-Doppler*), que será melhor comentada mais adiante, os fenômenos internos do escoamento puderam ser melhor caracterizados.

Um dos primeiros a utilizar a técnica ALD em hidrociclones foi Smith [40], que mediu diversos perfis de velocidade axial para diferentes taxas de separação,  $F = 10\%$ ,  $F = 30\%$  e  $F = 50\%$ . Para que a taxa de separação fosse controlada adequadamente, Smith utilizou válvulas de controle tanto na saída do bocal inferior quanto na saída do bocal superior. O autor também conduziu o experimento com uma mistura de água e querosene, embora os experimentos com ALD só pudessem ser conduzidos com o fluido contendo apenas uma fase (a água neste caso).

Dabir [7] apresenta outros resultados obtidos com a técnica ALD, assim como Fanglu [13]. O primeiro autor fez ensaios em um hidrociclone com uma pequena modificação em sua geometria. Essa modificação foi feita no final do “Vortex Finder” onde instalou-se uma contração de 2:1. Aparentemente a inserção desta contração gerou um novo contra-fluxo, muito bem representado nos dados experimentais, além do já existente no bocal superior. Este novo contra-fluxo não seria de grande interesse na separação de líquidos, uma vez que estaria introduzindo maiores tensões de cisalhamento no escoamento e conseqüentemente reduzindo a eficácia da separação.

Para completar o modelo para o perfil de velocidade tangencial presente no trabalho de Svarovsky [41] (Equação (2.35)), Fanglu [13] apresenta o modelo para a região interna do vortex, mostrado na Equação (2.36). Além disso, no mesmo trabalho, Fanglu modela a velocidade axial de seu hidrociclone a partir de uma equação de terceiro grau vista na Equação (2.37), onde as constantes  $b_3$ ,  $b_2$ ,  $b_1$  e  $b_0$  são obtidas empiricamente. Fanglu estudou dois tipos de hidrociclones: o primeiro com um menor comprimento (com uma conicidade baixa de  $20^\circ$ ) e outros dois com um comprimento maior (com uma conicidade de  $75^\circ$  e  $90^\circ$ ).

$$\frac{U_{tang}}{r^{n_i}} = const. \quad (2.36)$$

$$U_{axial} = b_3r^3 + b_2r^2 + b_1r + b_0 \quad (2.37)$$

No trabalho de Nezhati [35], os hidrociclones são avaliados de uma forma diferente da apresentada até o momento. A eficiência de separação é quantificada através de 5 grupos adimensionais: número de Euler, número de Reynolds, probabilidade de migração (de uma gota de óleo atingir o fluxo ascendente do bocal superior), número de Stokes e número de Hidrociclone (semelhante ao número de Stokes). O autor realiza os experimentos com diferentes misturas de água (fase contínua) e óleo (fase dispersa), variando o diâmetro médio das gotas fase dispersa e também a temperatura (13 – 45°C).

Algumas limitações na utilização de hidrociclones na indústria petrolífera são apresentadas no trabalho de Sinker [39]. Entre elas, é possível citar: a sensibilidade às variações de temperatura e pressão nas linhas de processamento, a sensibilidade às variações das propriedades químicas da mistura do fluido extraído do poço (devido principalmente a enorme quantidade de produtos químicos, tais como inibidores de corrosão, desemulsi-ficantes, coagulantes, entre outros, inseridos nos poços) e o alto grau de emulsão da mistura que entra no hidrociclone (devido aos altos índices de turbulência gerados pelas válvulas presentes na linha). Segundo o autor, todos esses fatores atuam para que o volume mínimo de óleo presente na água para descarte esteja acima do especificado pelos órgãos reguladores.

A partir das afirmações feitas por Sinker, Husveg [19] discute em seu trabalho a eficiência dos hidrociclones utilizados na indústria petrolífera em função das variações da vazão do sistema e, conseqüentemente, da perda de carga. Para isso, o autor apresenta dois gráficos típicos de eficiência para hidrociclones, mostrados na Figura (2.11), relacionando a eficiência de um determinado hidrociclone com a vazão de entrada deste, e na Figura (2.12), relacionando a mesma eficiência com a taxa de separação. Logo, analisando-se os gráficos torna-se evidente a necessidade de um controle de vazão adequado para os hidrociclones, o qual também é apresentado em seu trabalho. A faixa operacional deve variar entre a vazão mínima ( $Q_{min}$ ) e a vazão máxima ( $Q_{max}$ ) apresentadas na Figura (2.11) e a taxa de separação deve ser superior a 1%. Geralmente, a taxa de separação utilizada nas plataformas varia entre 2 e 3%. Se a vazão e a taxa de separação estiverem

fora dessa faixa operacional, menor quantidade de óleo será recuperada, afetando o meio ambiente através do descarte da água oleosa. Husveg chega à conclusão de que se a taxa de perda de carga ( $PDR$ ) cair drasticamente, a eficiência de separação do hidrociclone também irá cair uma vez que o valor da taxa de separação  $F$  diminuirá, assim como incrementos na  $PDR$  garantem um aumento da eficiência. Portanto, uma adequada monitoração e controle das vazões e pressões de entrada e saída de um hidrociclone são necessária para um ótimo funcionamento deste.

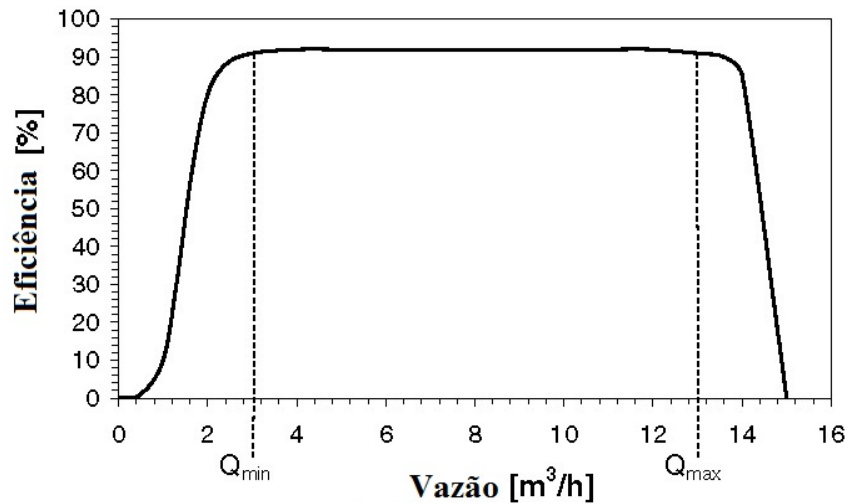


Figura 2.11: Gráfico de eficiência versus vazão típico de um hidrociclone. Imagem adaptada de Husveg [19] .

Husveg calcula, de forma análoga à Svarovsky [41], a eficiência total do hidrociclone através da Equação (2.38), onde  $C_i$  é a concentração de óleo na saída do bocal inferior e  $C_e$  é a concentração de óleo na entrada do hidrociclone. Esta equação para eficiência do hidrociclone é diferente da apresentada por Smith [40] e citada anteriormente.

$$E_T = 1 - \frac{C_i}{C_e} \quad (2.38)$$

Nos últimos 10 anos, avanços significativos na área da computação permitiram que estudos realizados através de simulações numéricas fossem cada vez mais comuns na área de dinâmica dos fluidos, incluindo o estudo em hidrociclones. Diversos trabalhos na literatura recente podem ser encontrados a respeito de novos modelos numéricos, aplicações

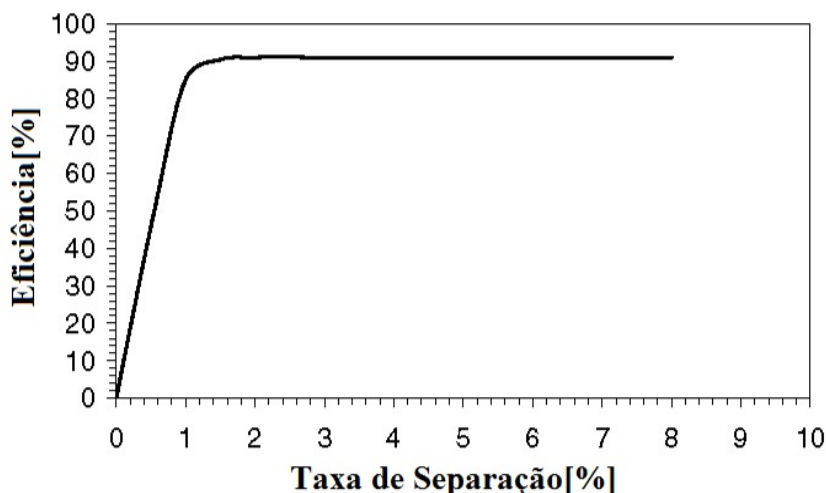


Figura 2.12: Gráfico de eficiência versus taxa de separação típico de um hidrociclone. Imagem adaptada de Husveg [19] .

desses novos modelos e resultados obtidos com simulações numéricas com diferentes geometrias de hidrociclones. Entre eles, é possível citar: Dai [8], Moraes [30], Murphy [32], Schutz[37], Neese [33] e Wang [50].

No primeiro trabalho, Dai [8] realiza as simulações utilizando o modelo  $\kappa - \epsilon$  para turbulência (para um melhor entendimento dos modelos numéricos de turbulência, ver Freire [16]), onde as constantes foram modificadas com a finalidade de melhor representar os resultados experimentais obtidos com a técnica ALD. No entanto, Moraes [30] afirma em seu trabalho que tanto o modelo  $\kappa - \epsilon$  convencional quanto o modelo  $\kappa - \epsilon$  com constantes modificadas empiricamente não são apropriadas para a simulação deste tipo de fenômeno. A mesma afirmação é feita em Murphy [32], onde, segundo o autor, este modelo para turbulência não é capaz de prever corretamente os perfis de velocidade tangencial devido à grande difusão de momento na direção radial. O mesmo autor realizou simulações em um hidrociclone utilizando duas plataformas de simulação comercial: *Fluent* e *CFX*. O melhor resultado obtido foi com a plataforma *Fluent*, cujos resultados se mostraram muito próximos aos resultados experimentais. Wang [50], que também utiliza a plataforma *Fluent*, re-afirma a precariedade do modelo  $\kappa - \epsilon$  para a simulação deste tipo de escoamento e, em suas simulações, utiliza o modelo RSM (“Reynolds Stress Model”). As simulações

de Wang tiveram por objetivo, estudar um hidrociclone líquido-sólido. Em Schutz[37], a mesma plataforma de simulação é novamente utilizada para a simulação do escoamento ciclônico, mas com a adição de modelos de quebra e coalescência de gota.

Um dos melhores trabalhos experimentais sobre escoamento em hidrociclones desta década foi realizado por Marins [27] e [28], onde diversos perfis de velocidade e seus respectivos dados estatísticos de turbulência foram obtidos ao longo do corpo do hidrociclone apresentado na Figura (2.7). Os dados foram adquiridos através de duas técnicas de medição não intrusivas e de grande divulgação na área de mecânica dos fluidos: a técnica ALD, já apresentada anteriormente e a técnica VIP (velocimetria por imagem de partícula). As duas técnicas serão melhor apresentadas e caracterizadas mais adiante. A utilização do ALD e do VIP foi imprescindível para a caracterização geral do escoamento no interior do hidrociclone. O ALD, no hidrociclone, é capaz de medir duas componentes da velocidade, axial e tangencial, e por ter uma resolução temporal alta, também é qualificado para medir as grandezas turbulentas. Diferentemente do ALD, o VIP possui uma resolução espacial muito alta, sendo capaz de medir, dentro de um determinado campo de visão, as três componentes de velocidade (axial, tangencial e radial). No entanto, pelo fato de possuir uma baixa resolução temporal, as grandezas turbulentas não conseguem ser mensuradas de maneira precisa, como é apresentado em Zotin [56] e [58]. Os perfis de velocidade média obtidos com as duas técnicas foram comparados quantitativamente, apresentando uma sobreposição muito boa entre os dados (Figura (2.13)), confirmando sere qualquer uma das duas técnicas apta para a medição do campo de velocidade médio dentro de um hidrociclone. Marins apresenta também os perfis de velocidade axial os quais, assim como outros trabalhos experimentais, possuem um perfil gaussiano. Neste perfil gaussiano, o pico central possui valores negativo de velocidade, em decorrência do fluxo do bocal superior (“overflow”).

Em todos os trabalhos experimentais em hidrociclone utilizando a técnica ALD citados até o momento, houve a necessidade de corrigir a posição do cruzamento dos feixes de laser. Essa correção é necessária uma vez que estes feixes de laser sofrem refração na superfície transparente na qual o hidrociclone foi usinado. Além dos trabalhos já citados, diversos trabalhos abordando este assunto, mas em geometrias diferentes, ou similares,

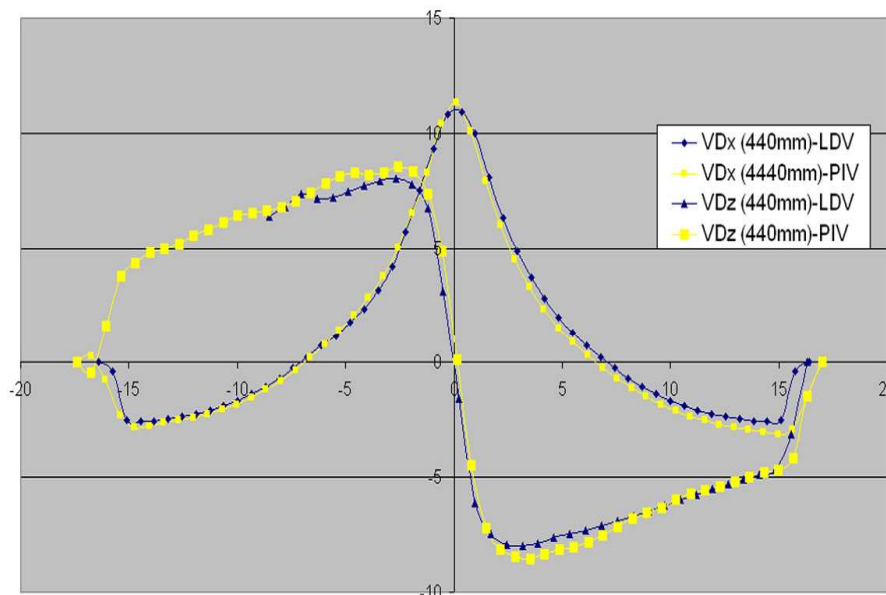


Figura 2.13: Perfis de velocidade axial e tangencial obtidos com ALD e VIP. Imagem retirada de Marins [27].

ao hidrociclone, podem ser encontrados na literatura, como por exemplo: Doukelis [11], Zhang [54] e Zhang [55].

## 2.3 Válvulas

Válvulas são equipamentos de suma importância em qualquer circuito hidráulico, onde são responsáveis pelo controle ou interrupção do fluxo, assim como o controle da pressão nas tubulações. Diversas válvulas podem ser encontradas no mercado, com diferentes finalidades e condições de operação. Referências sobre definições, projetos e como fazer a seleção de cada tipo de válvula podem ser encontrados em Dickenson [10], Nesbitt [34] e Telles [42]. Sendo assim, esta seção irá se concentrar nas válvulas de regulação, classificação na qual a válvula de estrangulamento (“choke valve”) e a válvula ciclônica se encontram. Muitas dessas válvulas ainda podem ser classificadas como válvulas de controle, as quais são automatizadas através de motores elétricos ou sistemas pneumáticos e podem ser controladas remotamente. As válvulas de regulação são válvulas destinadas, como o próprio nome já deixa em evidência, a um controle de maior precisão da vazão,

sendo possível operá-las em qualquer abertura desta. Exemplos de válvulas de regulação são as válvulas globo (Figura (2.14)), válvulas agulha, válvulas borboleta, entre outras. Esses tipos de válvula conseguem controlar a vazão do sistema inflingindo perdas de carga variáveis neste. No entanto, inflingir perda de carga em um escoamento significa transformar a energia de pressão em turbulência, a qual será responsável, posteriormente, por dissipar esta energia através das micro-escalas de kolmogorov. Este fenômeno pode ser mensurado através da Equação (2.20). Fazendo uma análise a partir da visão de uma indústria de petróleo, as válvulas de regulação, apesar de serem essenciais para o controle da produção, são uma das maiores responsáveis por aumentar o grau de emulsão de óleo em água (ou o inverso) nas tubulações destinadas à produção e ao processamento primário. As válvulas ciclônicas aparecem como uma solução para esse tipo de válvula, minimizando a formação de emulsão e, ao mesmo tempo, contribuindo para a coalescência das gotas da fase dispersa, diminuindo, assim, o tempo destinado à separação das fases.

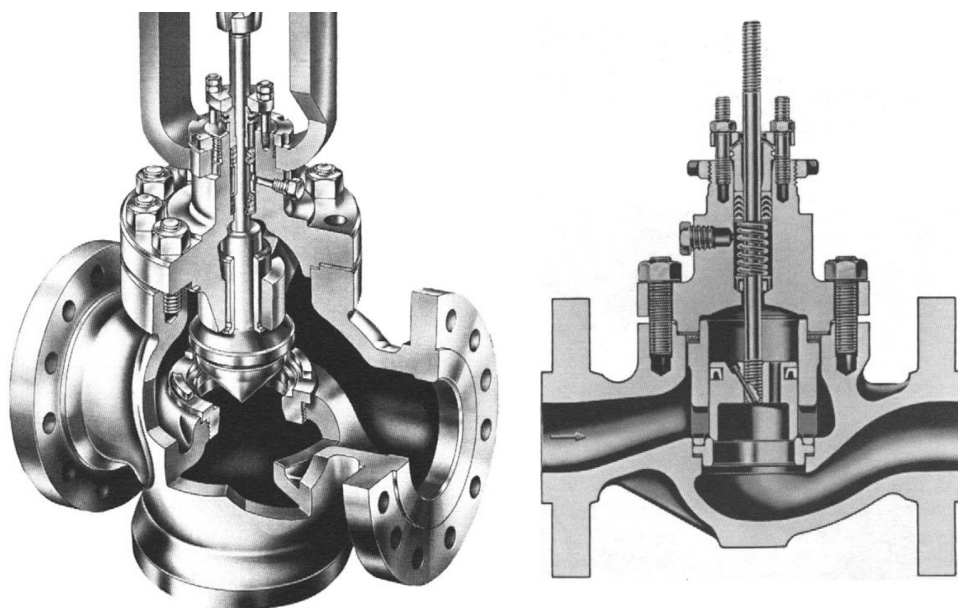


Figura 2.14: Esquema de uma válvula globo. Imagem retirada de Nesbitt [34].

### 2.3.1 Válvulas de Estrangulamento (“*Choke Valve*”)

Válvulas de estrangulamento são válvulas de regulação cuja principal aplicação se encontra na indústria petrolífera. Geralmente essas válvulas são utilizadas na cabeça dos

poços, em “Manifolds” e no próprio processamento primário. O projeto destas deve atender a condições críticas de operação, tais como perdas de carga elevadíssimas (acima de 1000 *atm*), fluidos muito abrasivos e exposição a meios altamente corrosivos. Exatamente por serem responsáveis pelo controle da produção do poço, cujo fluido é uma mistura de óleo, água, gás e particulados sólidos, elas necessitam atender a todos esses requisitos. Além disso, a pressão estática no interior de um poço é muito elevada e, por razões de segurança, deve ser reduzida à níveis mais seguros e operacionais até que o fluido alcance a plataforma. Essa queda na pressão é obtida forçando o fluido através de uma gaiola circular (no interior da válvula) repleta de furos, os quais convergem para o centro desta gaiola, fazendo com que o fluido se choque com ele próprio. Na Figura (2.15) é possível compreender melhor seu funcionamento.

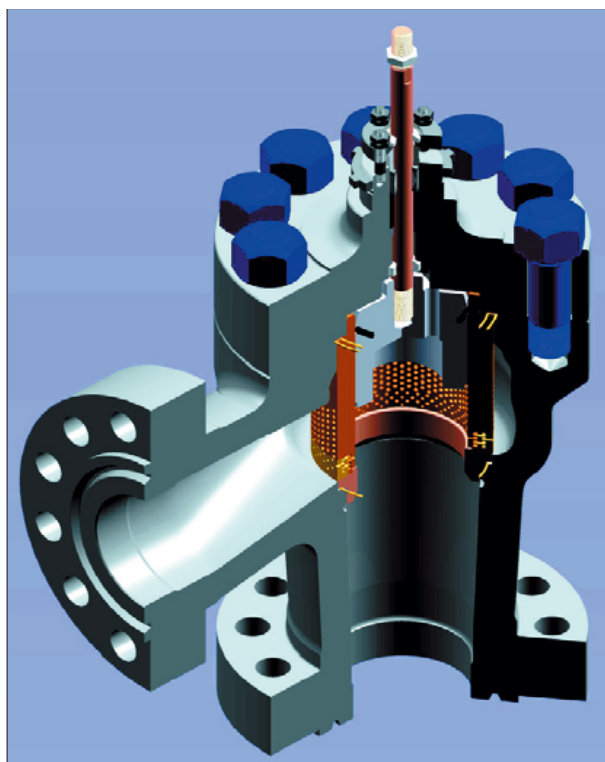


Figura 2.15: Esquema de uma válvula de estrangulamento. Imagem retirada de Weir [51].

Sendo assim, é de fácil compreensão o fato das válvulas de estrangulamento serem dispositivos cruciais no processo de extração de petróleo, assim como a necessidade de se obter uma solução para os altos graus de emulsão gerados por esta. Isso pode ser



observados em três trabalhos publicados no final da década de 90, Muntinga [31], van der Zande [52] e van der Zande [53], os quais estudam, exatamente, a ocorrência deste fenômeno neste tipo de válvula. Nos três trabalhos, os autores realizam seus experimentos utilizando uma placa de orifício, que, apesar de possuir uma geometria mais simples, a forma como o escoamento se desenvolve neste é muito similar a de uma válvula. Os modelos para estimativa do tamanho de gota são, basicamente, os mesmos já apresentados no começo desta revisão bibliográfica. A taxa de dissipação por unidade de massa ( $\epsilon$ ) é modelada de uma forma ligeiramente diferente ao apresentado anteriormente. A velocidade do escoamento no orifício e a distância na qual os efeitos dissipativos ocorrem, a qual é estimada em 2,5 vezes o diâmetro da tubulação, são utilizados no lugar da vazão do sistema ( $Q_{sist}$ ) e no volume onde ocorre a dissipação ( $V_{dis}$ ), resultando em  $\epsilon = (\Delta p U)/(\rho \Delta x)$ . Muntinga [31] e van der Zande [52] apresentam, também, um novo modelo para o tempo de deformação ( $t_{def}$ ), Equação (2.39), diferente do apresentado na Equação (2.29). Na equação abaixo,  $d$  é o diâmetro de gota e  $\tau_{ex}$  é uma tensão externa, cuja modelagem não é apresentada por nenhum dos dois autores.

$$t_{def} = \frac{d\mu_D}{\sigma} \ln \left( \frac{\tau_{ex}}{\tau_{ex} - \frac{\sigma}{d}} \right) \quad (2.39)$$

Em van der Zande [53], apresentam-se os resultados para três tipos de óleo diferentes (Vitrea 9, Vitrea 46 e Vitrea 68), sujeitos a um escoamento em uma placa de orifício. Nos experimentos, avaliou-se o diâmetro máximo das gotas ( $d_{V95}$ ) para diferentes valores de  $\epsilon$  (ver Figura (2.16)).  $d_{V95}$  é o diâmetro no qual 95% das gotas em volume da fase dispersa possuem um diâmetro igual ou abaixo deste. Como já era esperado, quanto maior a taxa de dissipação por unidade de massa, menor será o diâmetro das gotas após atravessarem uma válvula, ou uma placa de orifício neste caso. Sendo assim, neste experimento, comprova-se a capacidade que uma válvula de estrangulamento ou qualquer outra de regulagem possui para aumentar o grau de emulsão de uma mistura.

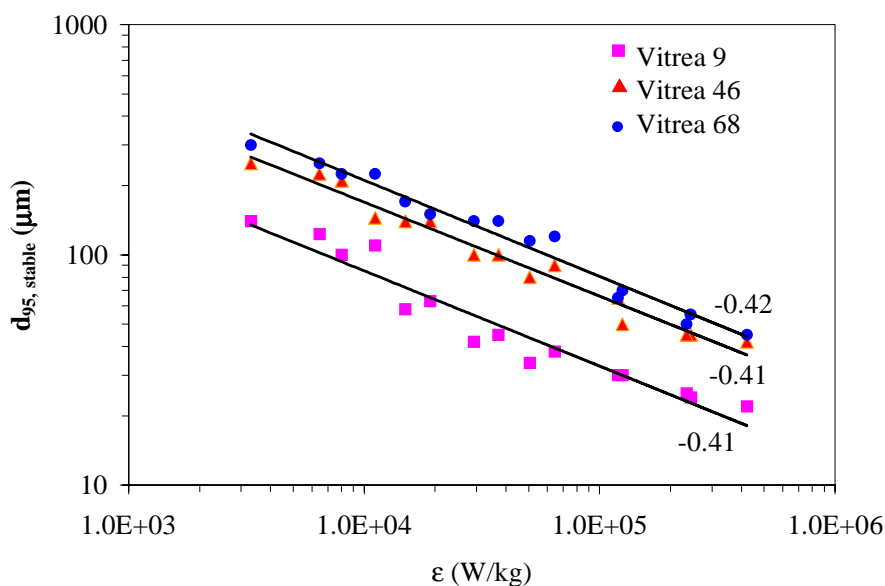


Figura 2.16: Variação do diâmetro máximo  $d_{V95}$  com  $\epsilon$ . Imagem retirada de van der Zande [53].

### 2.3.2 Válvulas Ciclônicas

Como já mencionado anteriormente, o conceito e os primeiros projetos das válvulas ciclônicas surgiram nesta década, com os trabalhos de Husveg [20], [21] e Duarte [12]. As válvulas ciclônicas surgem na indústria do petróleo como uma solução para as válvulas de regulação padrão, amplamente utilizadas, com o intuito de acelerar o processo de separação das fases da mistura proveniente do poço. Esse tipo de válvula não possui o objetivo de substituir os hidrociclones ou qualquer outro separador presente nas plataformas. As fases, mesmo sendo separadas no interior desta válvula, não conseguem ser extraídas individualmente como ocorre em um hidrociclone. As válvulas ciclônicas possuem o simples e único objetivo de realizar a função de uma válvula de regulação padrão evitando, no entanto, a quebra das gotas da fase dispersa da mistura e favorecendo, simultaneamente, a coalescência destas mesmas.

No trabalho de Duarte [12] um protótipo de válvula ciclônica projetada pela Petrobrás é estudado utilizando, assim como Marins [27], as técnicas de medição ALD e VIP. Na Figura (2.17) a geometria desta válvula é apresentada. Duarte utilizou apenas água em seus ensaios para medição dos perfis de velocidade e intensidade turbulenta por

motivos já explicados. Para que houvesse uma melhor compreensão do comportamento de um escoamento bifásico no interior desta válvula, Duarte inseriu uma entrada de ar comprimido no circuito e, através de uma câmera, visualizou o escoamento. Após a realização destes ensaios, chegou-se à conclusão de que o protótipo não era capaz de atingir os objetivos deste tipo de válvula. O êmbolo, posicionado na saída da parte cônica da válvula e responsável pelo controle da vazão, emulsionava completamente o núcleo da fase dispersa (ver Figura (2.18)) inviabilizando, por conseguinte, o projeto desta válvula. Esta conclusão foi obtida analisando tanto os dados provenientes da visualização quanto os dados dos perfis de velocidade medidos.

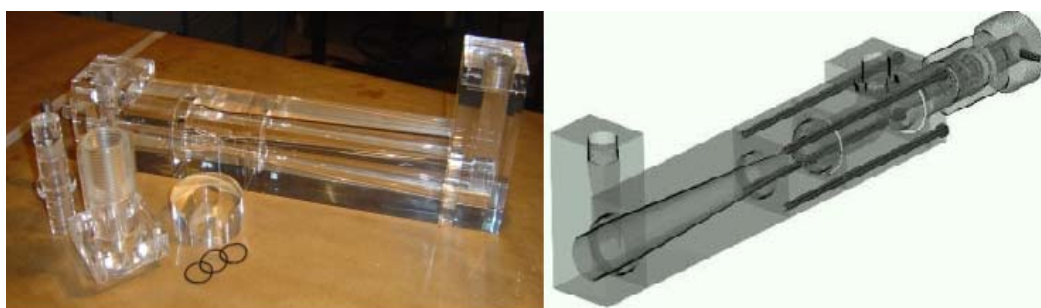


Figura 2.17: Geometria da válvula ciclônica utilizada por Duarte. Imagem retirada de Duarte [12].



Figura 2.18: Núcleo da fase dispersa sendo novamente emulsionado devido à presença do êmbolo. Imagem retirada de Duarte [12].

Em Husveg [21] um outro protótipo de válvula ciclônica é ensaiado. Neste caso, o autor não realiza qualquer procedimento para caracterizar o escoamento no interior da

válvula, analisando apenas amostras do fluido em suas entrada e saída. Para comprovar a eficiência desta nova geometria de válvula, o autor compara sua válvula ciclônica com outra válvula de regulagem sob as mesmas condições de vazão, pressão, e taxa de dissipação por unidade de massa. Os testes foram realizados com 6 tipos diferentes de óleos, os quais eram emulsionados na água através de um misturador estático. Várias amostras da mistura eram retiradas antes e depois de passarem pelas respectivas válvulas para que os diâmetros das gotas de óleo pudessem ser analisados. Os resultados podem ser vistos nas Figuras (2.20) e (2.21), onde o diâmetro das partículas é contabilizado como  $d_{V50}$ , diâmetro no qual 50% das gotas em volume da fase dispersa possuem um diâmetro igual ou abaixo deste. Sendo assim, é possível perceber claramente que a válvula ciclônica estudada por Husveg é superior às válvulas de regulagem padrão, gerando emulsões com mais de duas vezes o diâmetro médio de gotas geradas por estas últimas. Husveg é associado à empresa Typhonix, a qual produz este tipo de válvula ciclônica (ou “Typhoon valve”, nome comercial) estudada pelo autor. Na Figura (2.19) pode-se observar a geometria desta válvula que, assim como uma válvula de estrangulamento, possui uma gaiola repleta de furos. No entanto, diferentemente da válvula de estrangulamento, esses furos são tangenciais à parede interna da gaiola, responsáveis por gerar o efeito ciclônico.



Figura 2.19: Geometria da válvula ciclônica (“Typhoon valve”) estudada por Husveg [21]. Imagem adaptada de Typhonix [44].

Apesar de serem semelhantes e utilizarem o mesmo princípio de funcionamento, o escoamento no interior de uma válvula ciclônica e de um hidrociclone são bem distintos quando se faz referência ao perfil de velocidade axial. Diferentemente de um hidrociclone,

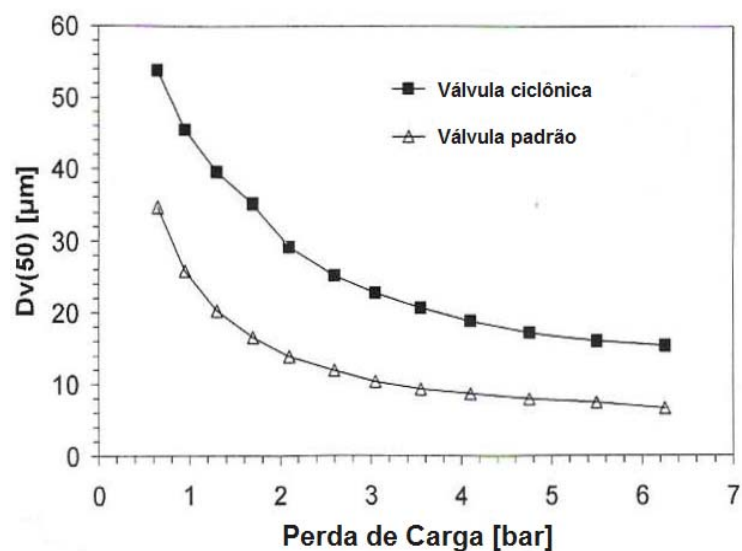


Figura 2.20: Gráfico de  $d_{V50}$  em função da perda de carga imposta para uma válvula ciclônica e outra padrão. Imagem adaptada de Husveg [21].

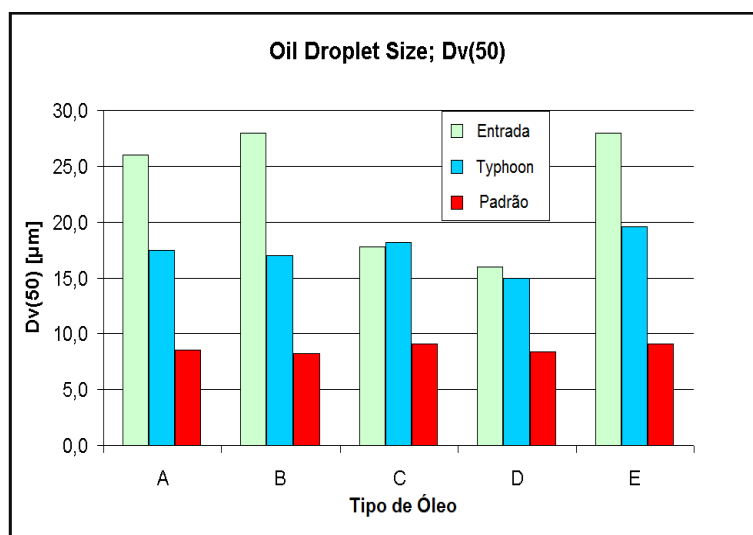


Figura 2.21: Comparação entre os diâmetros de gota na entrada e na saída de uma válvula ciclônica e outra padrão para 5 tipos diferentes de óleo. Imagem adaptada de Typhonix [44].

a válvula possui apenas uma entrada e uma saída, ou seja, o fluxo do bocal superior (“overflow”) em um hidrociclone não existe nas válvulas ciclônicas, fazendo com que todo o fluxo que entra na válvula seja direcionado para a única saída. Obviamente, espera-se que isso gere um impacto significativo no perfil de velocidade axial da válvula. Como pode ser visto na Figura (2.13), o perfil de velocidade axial em um hidrociclone pode ser muito bem representado por uma gaussiana, cuja parte central possui valores negativos de velocidade, exatamente devido à existência do fluxo do bocal superior. Em uma válvula ciclônica, no entanto, espera-se que esta quantidade de movimento no sentido contrário ao escoamento principal seja rebatida, fazendo com que todo o perfil de velocidade possua valores positivos. Mais uma vez, uma correta caracterização do comportamento do escoamento neste tipo de válvula se torna crucial para o entendimento do fenômeno e para melhorias de projetos futuros.

# Capítulo 3

## Aparato Experimental

Após os ensaios realizados por Duarte [12] mostrarem a ineficácia da primeira válvula ciclônica, em 2009, a Petrobrás apresenta um novo modelo deste tipo de válvula, a qual coube ao Laboratório de Mecânica da Turbulência realizar os devidos testes para verificar sua eficácia. Diferentemente do primeiro projeto ensaiado, cujo êmbolo responsável pelo controle da vazão se encontrava a jusante da válvula, esta nova válvula não possui qualquer anteparo em sua saída. O efeito ciclônico também é gerado de forma diferente. Ao invés do escoamento ser impelido tangencialmente às parede cônicas da válvula, este é forçado contra a rosca presente no êmbolo desta nova válvula. Devido ao perfil helicoidal da rosca, o efeito ciclônico é gerado independente do ponto de entrada do fluido. Assim sendo, nesta nova válvula, o mesmo êmbolo responsável por controlar a vazão do sistema também é responsável por gerar o efeito ciclônico. Na Figura (3.1) apresenta-se o desenho em 3D desta nova válvula modelado na plataforma *CATIA*.

Para que uma melhor análise do fenômeno fôsse feita, duas válvulas muito semelhantes foram usinadas, variando-se apenas o passo da rosca do êmbolo. Uma vez que o efeito centrífugo é gerado exatamente pelo êmbolo roscado, entender a influência que roscas com geometrias diferentes exercem no escoamento é de suma importância para otimizar projetos futuros. As duas válvulas foram instaladas em locais diferentes. A primeira válvula construída e ensaiada foi a de maior passo ( $8mm$ ) e foi devidamente instalada no laboratório do CENPES/PETROBRAS. A segunda válvula foi usinada posteriormente, com um passo de rosca menor ( $5mm$ ) em relação ao da primeira válvula,

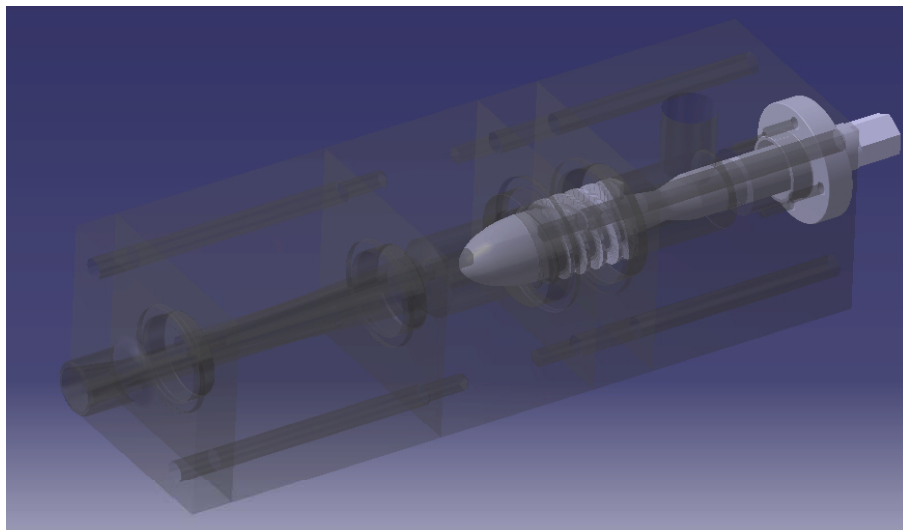


Figura 3.1: Imagem da válvula ensaiada modelado em 3D na plataforma *CATIA*.

sendo instalada no Laboratório de Velocidade de Fluidos no INMETRO. Nas Figuras (3.2) e (3.3) é possível observar as duas válvulas citadas.

Devido às técnicas de medição que se pretendia utilizar, as duas válvulas foram usinadas em acrílico transparente. Tanto a técnica ALD (Anemometria Laser-*Doppler*) quanto a técnica VIP (Veocimetria por Imagem de Partícula) são técnicas óticas, que utilizam feixes de laser para a medição de velocidade no meio, e portanto não intrusivas. No entanto para que as medições de velocidade pudessem ser realizadas no interior desta válvula os feixes de laser deveriam ser capazes de atravessar a parede e alcançar o meio de medição. Logo, a única forma apropriada para caracterizar o escoamento interno deste tipo de válvula é construindo sua geometria em material transparente. Há vantagens e desvantagens na construção do equipamento em questão em acrílico transparente. A vantagem, além da única possibilidade das técnicas de medição já citadas serem aplicadas, é a possibilidade de realizar estudos de visualização ao longo de todo o volume da válvula. A desvantagem é a tensão máxima que este tipo de material suportaria antes de sofrer qualquer ruptura. Obviamente, o acrílico é um material muito mais frágil que o aço ou outro material metálico com o qual a válvula poderia ser construída. Dessa forma, deve-se controlar a vazão do sistema na qual a válvula está instalada para que a perda de carga gerada pela própria válvula não a danifique.



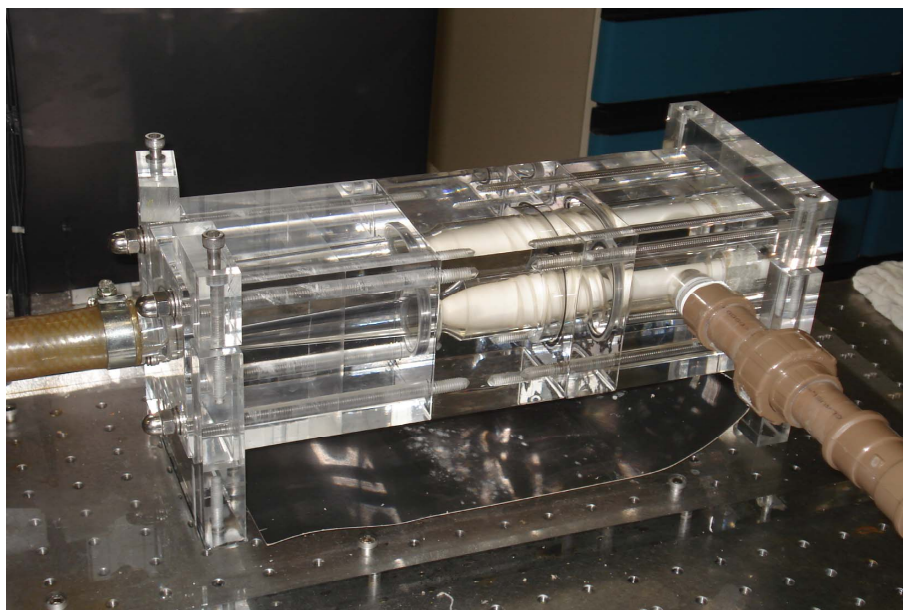


Figura 3.2: Válvula ciclônica instalada no CENPES/PETROBRAS (Passo da rosca igual a  $8mm$ ).

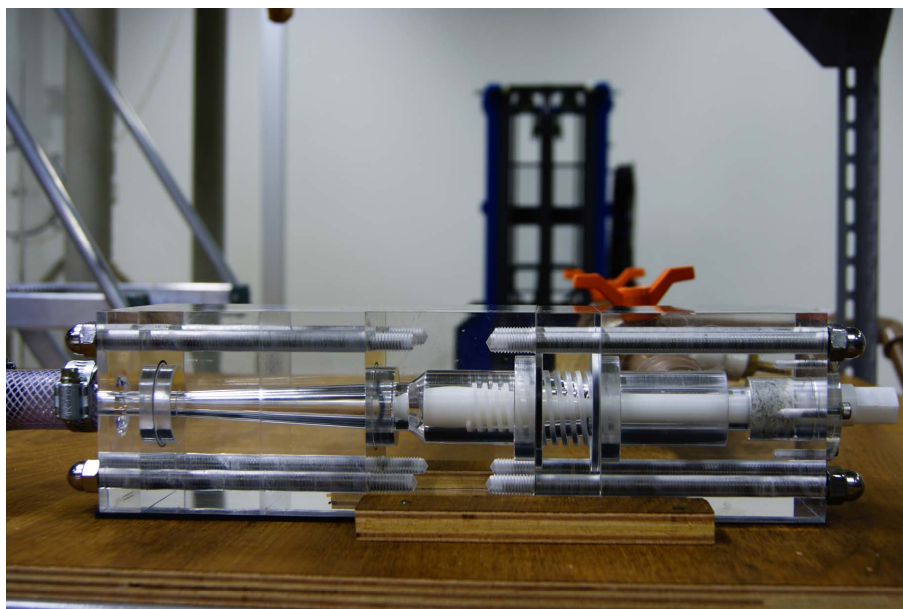


Figura 3.3: Válvula ciclônica instalada no LaVel/INMETRO (Passo da rosca igual a  $5mm$ ).

A válvula pode ser dividida em sete partes distintas como pode ser visto na Figura (3.4). As partes foram classificadas da seguinte forma:

1. Êmbolo Roscado;
2. Mancal;
3. Corpo de Entrada;
4. Corpo Roscado;
5. Corpo Central;
6. Cone;
7. Expansão;

Ao longo deste trabalho as peças serão referidas através destes nomes.

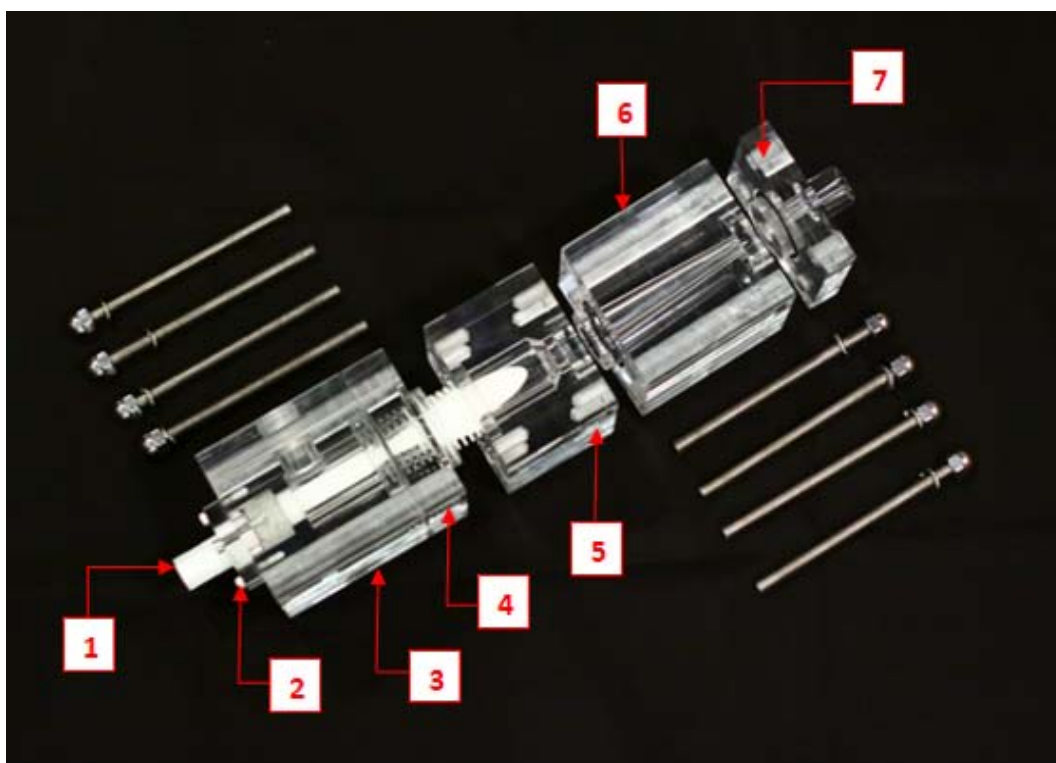


Figura 3.4: Visão explodida da válvula ciclônica. 1) Êmbolo Roscado; 2) Mancal; 3) Corpo de Entrada; 4) Corpo Roscado; 5) Corpo Central; 6) Cone; 7) Expansão;

A vedação entre as peças foi feita utilizando quatro anéis de vedação (o-rings). Para evitar que o fluido vazasse entre o eixo do êmbolo roscado e o mancal, este último foi projetado para comprimir uma gaxeta entre o corpo de entrada e o eixo do êmbolo roscado. Todas as peças são então fixas e comprimidas entre si utilizando 8 parafusos M8 de aço inoxidável.

Uma vez que o objeto de estudo deste trabalho é uma válvula, nada mais coerente do que caracterizá-la, também, através da perda de carga em função da vazão e de sua abertura. Para isso, utilizou-se um medidor de vazão eletromagnético e dois transmissores de pressão digitais. O medidor de vazão eletromagnético, do fabricante *EMERSON* (Modelo - Rosemount 8732), foi escolhido basicamente por gerar uma baixíssima interferência no escoamento, gerando praticamente nenhuma perda de carga no circuito. Na Figura (3.5) observa-se o medidor de vazão utilizado. Para quantificar a perda de carga induzida pela válvula dois transmissores de pressão digitais, do fabricante *YOKOGAWA* (Modelo - EJA530A), visto na Figura (3.6), foram utilizados; um na entrada da válvula e outro na saída. Tanto no CENPES quanto no INMETRO utilizaram-se os mesmos modelos de medidores de vazão e de pressão, com o intuito de evitar grandes variações de fundo de escala entre equipamentos.

Tomaram-se os devidos cuidados para que os transmissores de pressão e o medidor de vazão eletromagnético fossem instalados em trechos pouco perturbados pelo escoamento, evitando assim grande flutuações de pressão e vazão que pudessem de alguma forma interferir nas medições. Para o medidor de vazão, tanto a juzante quanto a montante deste, instalou-se uma tubulação com comprimento de 50 diâmetros (tubulação de 1"). Para os transmissores de pressão, a distância entre a primeira tomada de pressão e a válvula era de 20 diâmetros e a distância entre a válvula e a segunda tomada de pressão era de 50 diâmetros.

Para a instalação e operação da válvula, utilizou-se um circuito fechado dotado de uma bomba centrífuga e um reservatório de 250L. Contruiu-se praticamente todo o circuito com tubulação de PVC com diâmetro de 1", uma vez que o diâmetro do medidor de vazão possui exatamente essa medida. Para que o controle da vazão no sistema pudesse ser feito de forma precisa, três formas de regulação foram instaladas ao longo do sistema.



Figura 3.5: Medidor de vazão eletromagnético utilizado nos experimentos.



Figura 3.6: Transmissor de pressão utilizado nos experimentos.

Um inversor de frequência foi instalado na bomba centrífuga de forma que sua rotação pudesse ser controlada e, conseqüentemente, sua vazão. Logo após a saída da bomba o circuito se bifurca, com um ramo indo para a válvula ciclônica e a outra voltando para o reservatório, com uma válvula controlando o retorno (“bypass”) e, conseqüentemente, a vazão direcionada para a válvula ciclônica. Por último, instalou-se na saída da válvula ciclônica outra válvula de controle (com o transmissor de pressão instalado antes desta válvula) para infligir perda de carga no sistema e, novamente, controlar sua vazão. A válvula ciclônica também era capaz de controlar a vazão do sistema, embora sua abertura fosse um parâmetro fixo durante os experimentos. Na Figura (3.7) é apresentado um esquema do circuito montado para a realização dos testes na válvula ciclônica.

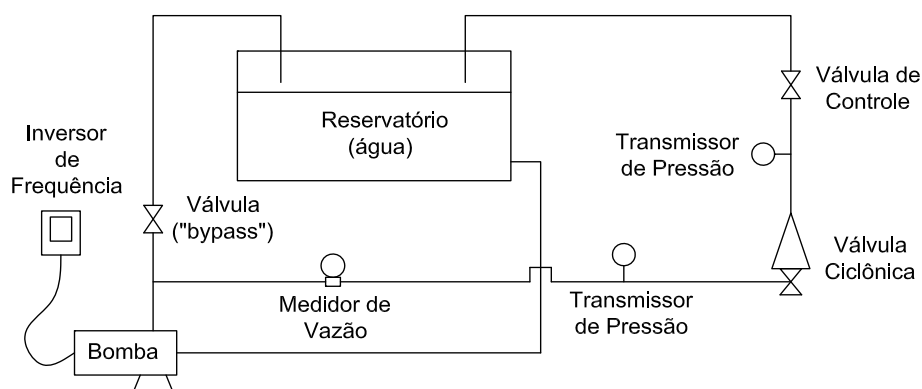


Figura 3.7: Esquema do circuito montado para o experimentos.

A bancada de teste do INMETRO foi construída após a bancada do CENPES, o que possibilitou a melhoria de algumas partes do circuito, visando uma maior facilidade na realização do experimento. Para que um melhor estudo de visualização pudesse ser realizado, inseriram-se vários trechos de tubulação em acrílico transparente após a saída da válvula, estendendo o trecho de visualização para além do interior da válvula. Além disso, elevou-se o reservatório de água do sistema, deixando-o acima do nível da válvula, fazendo com que a ela estivesse sempre escorvada. Manter a válvula escorvada era importante pois a entrada de ar na tubulação não era desejável para os experimentos de caracterização da perda de carga e dos perfis de velocidade. Além disso, elevando o reservatório era possível retardar o fenômeno de cavitação no núcleo do cone da válvula. Devido ao efeito ciclônico, conforme a vazão do sistema era incrementada, a velocidade de rotação do

vórtice também era aumentada, fazendo com que a pressão no centro do cone sofresse quedas constantes. Quando a pressão crítica era atingida a água era vaporizada no núcleo do cone, formando um núcleo gasoso (“gas core”) indesejável durante os experimentos, pois a formação deste núcleo gasoso modificava ligeiramente a vazão do sistema. Elevando o reservatório aumentava-se a coluna de água e conseqüentemente a pressão estática de todo o sistema, sendo necessário uma maior vazão para que a condição de cavitação fosse atingida.

As bombas utilizadas nos dois experimentos eram centrífugas, mas possuíam potência e carga (“head”) diferentes. No CENPES utilizou-se a bomba de maior potência e maior carga. No entanto, em poucos dias de operação percebeu-se que a bomba era capaz de atingir pressões na entrada da válvula maiores do que a estrutura em acrílico poderia aguentar. Sendo assim, tentou-se identificar uma pressão máxima na entrada da válvula com a qual os experimentos poderiam ser realizados com segurança sem o risco da pressão elevada danificar a estrutura da válvula. A pressão estipulada para isso foi de 3,5 *bar*. Sabendo disso, instalou-se no Inmetro uma bomba de menor potência e menor carga, de tal modo que se o sistema estivesse operando em sua capacidade máxima não haveria o risco de, por algum erro de operação do experimento, comprometer a estrutura da válvula.

O curso do êmbolo, e conseqüentemente a abertura da válvula, era controlado através de uma chave de boca e um paquímetro digital. Afim de que o êmbolo se movesse ao longo do seu curso, a chave de boca era utilizada para rosquear o êmbolo e posicioná-lo na abertura desejada. Durante os experimentos, era necessário haver uma referência para o curso do êmbolo e assim garantir que os experimentos eram realizados sempre com a mesma abertura da válvula. Sendo assim, a referência escolhida para quantificar a abertura foi o próprio comprimento do êmbolo que se encontrava externamente à válvula (ver Figura (3.3)), comprimento correspondente à distância entre a base do êmbolo e a base do mancal. O curso total do êmbolo era quantificado a partir da subtração dos valores obtidos nos dois extremos da abertura da válvula.

# Capítulo 4

## Técnicas de Medição

As duas técnicas de medição citadas anteriormente, a Anemometria Laser-*Doppler* (ALD) e a Velocimetria por Imagem de Partícula (VIP), são duas técnicas já consolidadas no meio de dinâmica dos fluidos. A diversidade de aplicações destas duas técnicas em diferentes áreas de pesquisa é enorme e vêm aumentando cada vez mais com a difusão e evolução destes equipamentos ao longo do tempo. Estudos que antes não poderiam, ou eram extremamente difíceis, de serem realizados (como por exemplo: os próprios hidrociclones já citados, medições na sub-camada viscosa da camada limite, escoamentos em câmaras de combustão, entre outros), começaram a fazer parte do cotidiano de muitos pesquisadores. No entanto, são duas técnicas de medição de alto valor agregado e devido a isso só foram adquiridas por pesquisadores brasileiros nas últimas duas décadas.

Essas duas técnicas foram escolhidas para este experimento por possuírem um requisito básico: serem técnicas de medição não intrusivas. Utilizar sensores de filme quente e tubos de Pitot, técnicas intrusivas, seria inviável (o sensor de filme quente é frágil, as dimensões do objeto a ser ensaiado são pequenas e o aparato para garantir um posicionamento correto destes sensores no interior da válvula seria muito complexo). Além disso, as instituições CENPES, INMETRO e Laboratório de Mecânica da Turbulência já dispunham destas duas técnicas de medição, juntamente com a experiência na utilização destes, como pode ser visto, por exemplo, nos trabalhos de Loureiro [26], Zotin [56] e [57].

Apesar das vantagens citadas, isso não significa que a aplicação destas duas técnicas no objeto de estudo seja simples. Enquanto algumas barreiras são removidas

outras são acrescentadas. No caso deste estudo, a maior barreira para a aplicação das duas técnicas foi a refração da luz. Para a aplicação do ALD, este problema foi resolvido e será comentado posteriormente. No entanto, apesar de diversas tentativas realizadas, a refração da luz foi, infelizmente, um impeço para a utilização do VIP neste estudo. Portanto, neste capítulo será apresentado apenas a técnica ALD, com a qual todos os dados de velocidade e intensidade turbulenta foram obtidos. Uma breve explicação sobre a técnica VIP e os problemas enfrentados com esta estão apresentados no Apêndice A.

## 4.1 Anemometria Laser-*Doppler* (ALD)

O primeiro equipamento utilizado para a medição do campo de velocidade de um escoamento utilizando o conceito de efeito *Doppler* é datado de 1964, o qual foi progressivamente evoluído graças aos avanços tecnológicos na área de emissão de laser, óptica, computação e processamento de sinais. Como resultado, obteve-se um equipamento que, juntamente com a Anemometria de Fio-Quente (AFQ), pode ser considerado o estado da arte no que diz respeito a medição da turbulência.

A Anemometria Laser-*Doppler* (ALD), mais conhecida como “Laser-Doppler Anemometry” (LDA) ou “Laser-Doppler Velocimetry” (LDV), possui quatro características importantes. São elas:

- medição não intrusiva;
- alta resolução espacial e temporal;
- alta taxa de aquisição de dados;
- não requer calibração;

onde esta última é uma característica exclusiva do sistema ALD.

Por ser uma técnica ótica, esta não é intrusiva, ou seja, não requer que nenhum sensor seja inserido no meio a ser medido e, portanto, não interfira na medição. O volume de controle possui dimensões da ordem de dezenas a centenas de micra, resultando em uma alta resolução espacial. Por possuir uma alta taxa de aquisição, podendo chegar a centenas



de  $kHz$  em alguns casos, esta técnica possui, também, uma alta resolução temporal. Além disso, a técnica ALD é a única, entre as técnicas de medição mais difundidas, que não requer qualquer tipo de calibração para a realização do experimento, gerando resultados mais confiáveis.

O sistema ALD necessita de uma série de dispositivos para funcionar corretamente. Primeiramente, é necessário uma fonte de luz monocromática (o laser), a qual é transmitida até a sonda de medição através de uma cabo de fibra-ótica. A sonda irá disparar dois feixes de laser convergentes, os quais irão se cruzar e gerar um volume de controle contendo franjas de interferência. As partículas presentes no escoamento a ser estudado, ao passar pelas franjas, irão espalhar a luz proveniente do laser, que será captado por um fotodetector. Este fotodetector pode estar posicionado na região posterior ou anterior ao volume de controle. Quando o fotodetector se encontra na parte anterior do volume de controle, normalmente no interior da sonda de medição, este é nomeado como “back-scatter”. Do contrário, quando o fotodetector se encontra posteriormente ao volume de controle, nomeia-se “forward-scatter”. O fotodetector transforma a luz espalhada em um sinal elétrico que é enviado para um processador de sinais, sinal este característico do sistema ALD, cuja a frequência é diretamente proporcional a velocidade da partícula, e conseqüentemente, do fluido (se for considerado que estas partículas, de fato, acompanham o fluido). A Figura (4.1) apresenta o esquema citado.

A célula de Bragg, também apresentada na Figura (4.1), é responsável por inserir um desvio de frequência em um dos feixes de laser. Em função disso, as franjas de interferência irão começar a se deslocar, sendo agora possível discernir o sentido do deslocamento do fluido. A célula de Bragg é, portanto, um elemento crucial no sistema ALD caso haja a necessidade de determinação do sentido da velocidade do fluido.

### 4.1.1 Princípios Básicos

O princípio de funcionamento da técnica ALD é complexo, exigindo um conhecimento interdisciplinar de diferentes tipos de conceitos físicos. Um dos conceitos necessários para um bom entendimento desta técnica é o de interferência de ondas eletromagnéticas.

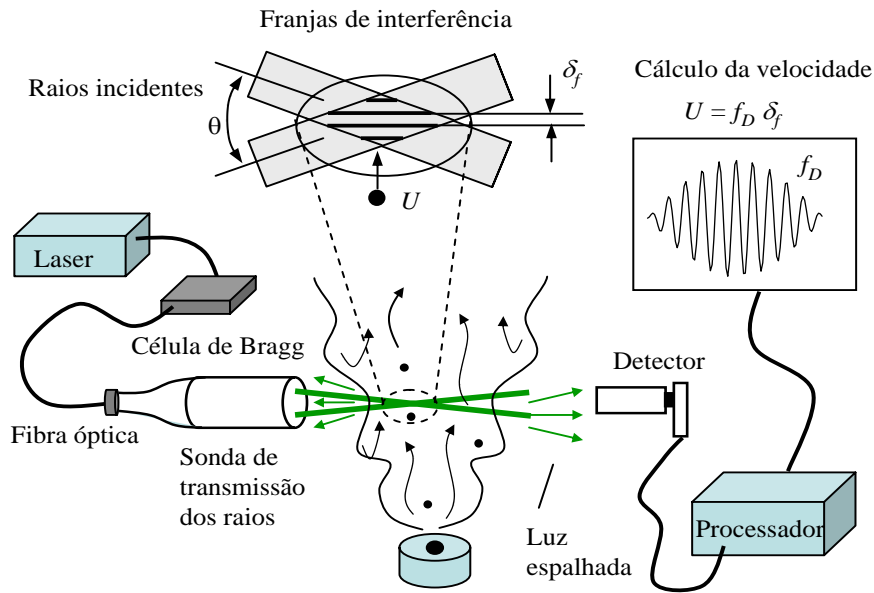


Figura 4.1: Esquema de funcionamento da técnica ALD. Figura retirada de Freire [16].

O volume de controle é formado pelo cruzamento de dois feixes de lasers, os quais dão origem às franjas de interferência (Figura (4.2)), construtivas e destrutivas, nesta região. Sendo assim, em uma interferência construtiva, forma-se uma franja clara, com uma intensidade luminosa maior do que a franja escura, formada por uma interferência destrutiva. A distância entre as franjas ( $\delta_f$ ) pode ser facilmente determinada, já que esta depende apenas do ângulo de cruzamento dos feixes ( $\theta_c$ ) e do comprimento de onda da luz monocromática ( $\lambda$ ), o que resulta na Equação (4.1).

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta_c/2)} \quad (4.1)$$

Mantendo  $\theta_c$  e  $\lambda$  constantes, o valor de  $\delta_f$  também será constante. É possível entender agora porque a técnica ALD não necessita de calibração, uma vez que o comprimento básico existente para a determinação da velocidade do escoamento é constante e regido por um fenômeno físico muito bem conhecido, com uma constante universal intrínseca à este: o comprimento de onda da luz.

Os feixes de laser se cruzam exatamente no ponto de maior intensidade destes, ponto no qual o diâmetro de cintura do raio ( $d_{cr}$ ) é mínimo. Sabendo o valor de  $d_{cr}$  e  $\theta_c$ , é possível calcular as três dimensões do volume de controle ( $d_x$ ,  $d_y$  e  $d_z$ ) vistas na Figura

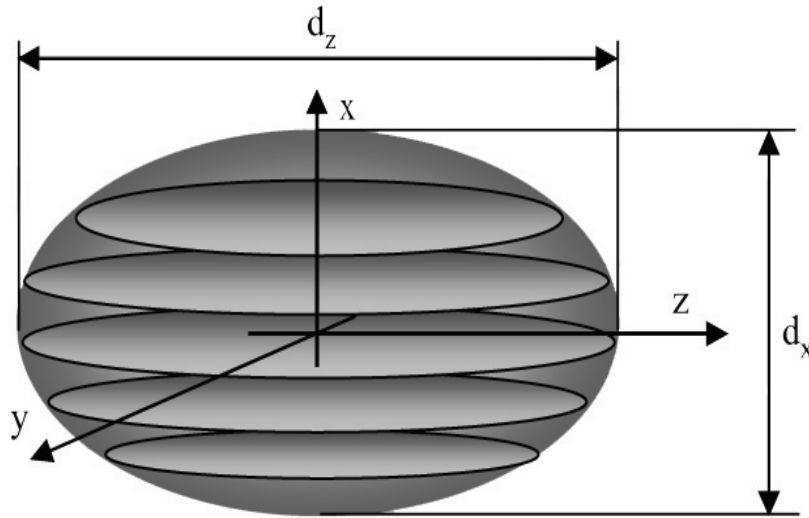


Figura 4.2: Franjas de interferência criadas dentro do volume de controle. Figura retirada de Freire [16].

(4.2) e cujos cálculos estão representados nas Equações (4.2), (4.3) e (4.4).

$$d_x = d_{cr} \quad (4.2)$$

$$d_y = \frac{d_{cr}}{\cos(\theta_c/2)} \quad (4.3)$$

$$d_z = \frac{d_{cr}}{\sin(\theta_c/2)} \quad (4.4)$$

O número de franjas também pode ser determinado dividindo a dimensão do volume de controle na direção  $x$  ( $d_x$ ) pela distância entre as franjas de interferência ( $\delta_f$ ), apresentado na Equação (4.5).

$$N_f = \frac{d_x}{\delta_f} \quad (4.5)$$

Para que a medição seja realizada corretamente, as franjas de interferência do volume de controle devem estar alinhadas perpendicularmente ao eixo no qual deseja-se medir a componente de velocidade. Essa representação pode ser vista na Figura (4.3),

onde é apresentado um esquema de uma partícula atravessando o volume de controle. A partir da mesma figura, é possível modelar a frequência *Doppler* ( $f_D$ ), vista na Equação (4.6), frequência da luz espalhada pela partícula ao atravessar o volume de controle, a qual deve ser proporcional à velocidade da partícula e à distância entre as franjas. Sendo assim:

$$f_D = \frac{1}{\lambda} (U \cos \gamma) \cdot (\mathbf{e}_{1i} - \mathbf{e}_{2i}) = \frac{2 \sin(\theta_c/2)}{\lambda} U_x, \quad (4.6)$$

onde  $U$  é a velocidade da partícula,  $U_x$  a componente da velocidade na direção  $x$ ,  $\gamma$  é o ângulo entre o vetor velocidade  $U$  da partícula e o eixo  $x$  do plano cartesiano,  $\mathbf{e}_{1i}$  é o vetor unitário na direção do feixe de laser 1 e  $\mathbf{e}_{2i}$  o vetor unitário na direção do feixe de laser 2. Logo, a frequência *Doppler* apresenta um comportamento linear em relação a velocidade. A partir da Equação (4.6) é fácil deduzir a expressão para  $U_x$  (Equação (4.7)), valor de real interesse, uma vez que a frequência *Doppler* é obtida através do fotodetector.

$$U_x = f_D \delta_f \quad (4.7)$$

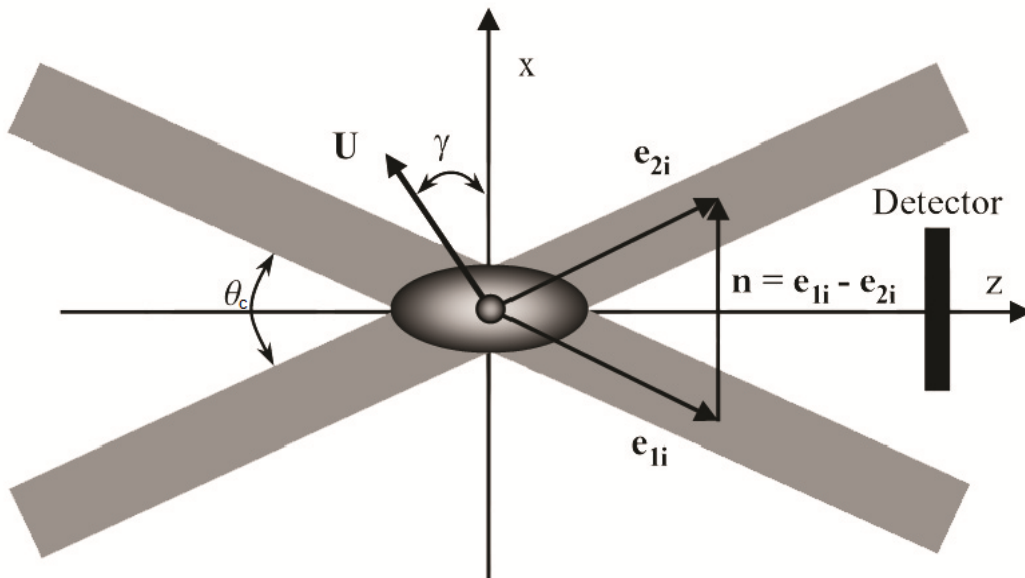


Figura 4.3: Esquema de uma partícula atravessando o volume de controle. Figura retirada de Freire [16].

### 4.1.2 Desvio de Frequência

Quando uma célula de Bragg é inserida no sistema, a Equação (4.6) precisa ser modificada, já que aplica-se um desvio de frequência ( $f_{des}$ ) ou “frequency-shift” em um dos feixes de laser. Considerando que este desvio seja aplicado no laser 1, a frequência do feixe 1 ( $f_1$ ) será acrescentado de  $f_{des}$ , ou seja,  $f_1 = f_r \pm f_{des}$ , onde  $f_r$  é a frequência original do raio laser. Esse desvio de frequência faz com que as franjas de interferência comecem a se movimentar na direção do escoamento com uma determinada velocidade ( $v_{des}$ ), cujo sentido irá depender apenas se  $f_{des}$  for somada ou subtraída de  $f_r$ . A expressão para  $v_{des}$  pode ser vista na Equação (4.8).

$$v_{des} = f_{des} \delta_f \quad (4.8)$$

A nova frequência de luz espalhada pelas partículas ( $f_d$ ), pode ser expressa então da seguinte forma:

$$f_d = f_{des} + \frac{2 \sin(\theta_c/2)}{\lambda} |U_x| = f_{des} + f_D. \quad (4.9)$$

A frequência mínima que a luz espalhada poderia atingir seria uma frequência nula, ou seja,  $f_d = 0$  e portanto  $U_x = v_{des}$ . Não existem frequências negativas. Portanto, é possível, a partir da Equação (4.9), determinar a velocidade limite, apresentada na Equação (4.10), que o sistema seria capaz de medir utilizando um determinado desvio de frequência  $f_{des}$ .

$$U_{x\limite} > -\frac{\lambda f_{des}}{2 \sin(\theta_c/2)} \quad (4.10)$$

A Figura (4.4) apresenta o princípio de funcionamento do desvio de frequência. A partir desta Figura é fácil perceber que partículas que se deslocam no sentido contrário ao do deslocamento das franjas irão espalhar luz com uma frequência maior que  $f_{des}$ . Por sua vez, as partículas que se deslocam no mesmo sentido das franjas irão espalhar luz com uma frequência menor que  $f_{des}$ . Logo, se  $f_d > f_{des}$ , a velocidade é negativa e se  $f_d < f_{des}$  a velocidade é positiva.

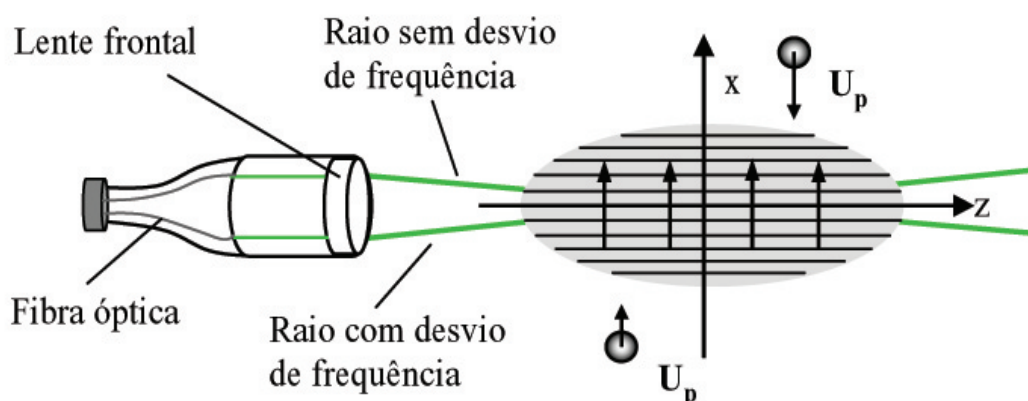


Figura 4.4: Princípio de funcionamento do desvio de frequência. Figura retirada de Freire [16].

### 4.1.3 Características do Sinal da Técnica ALD

O sinal típico gerado pelo fotodetector a partir da luz espalhada pelas partículas, pode ser visto na Figura (4.5(a)). Este é o sinal bruto proveniente da reflexão da luz, o qual possui uma variação de baixa frequência (nomeada geralmente como envelope) e outra de alta frequência. A amplitude do sinal de baixa frequência está relacionada com o tamanho da partícula (ou grupo de partículas) que gerou o sinal, a posição que esta atravessou o volume de controle e a concentração de partículas no interior deste volume de controle. Quanto mais ao centro do volume de controle a partícula atravessar, maior será a amplitude do sinal de baixa frequência e, conseqüentemente, maior a relação sinal-ruído (SNR-“signal to noise ratio”). Do contrário, se a partícula atravessar o volume de controle em sua periferia a amplitude do envelope será menor, podendo não atingir os critérios mínimos de SNR para validação do sinal. A Figura (4.5) ilustra este exemplo. O sinal de alta frequência é exatamente a frequência “Doppler”  $f_D$  (ou  $f_d$  caso esteja sendo utilizado o desvio de frequência) e, como explicado anteriormente, está diretamente relacionado à velocidade do fluido. O número de períodos presente nos sinal de alta frequência representam o número de franjas as quais a partícula cruzou.

Com o intuito de isolar completamente o sinal da frequência “Doppler”, utiliza-se um filtro passa-alta, resultando no sinal visto na Figura (4.5(b)) e (4.5(d)), e um filtro

passa-baixa para que qualquer ruído, com frequências acima de  $f_D$ , seja retirado. Em determinados casos quando a velocidade é muito baixa, próxima de zero, a frequência “Doppler” aproxima-se da frequência do envelope, possibilitando o filtro passa-alta interferir no sinal original de  $f_D$ . A melhor solução para este caso é a utilização do desvio de frequência, já mencionado, fazendo com que a frequência do sinal se afaste da frequência do envelope, garantido assim que o processo de filtragem do sinal não interfira na frequência de interesse.

Uma análise muito mais completa desta técnica de medição pode ser encontrada em Freire [16].

#### 4.1.4 Escolha das Partículas

Em qualquer uma das duas técnicas de medição ótica, ALD ou VIP, a escolha do tipo de partícula é fundamental para a obtenção de bons resultados. A escolha deve ser feita levando-se em consideração algumas características da partícula, como por exemplo: seu tamanho, sua massa específica e sua flexibilidade.

Considerando primeiramente o tamanho da partícula, é necessário que esta possua um diâmetro muito menor do que o diâmetro da cintura de raio ( $d_p \ll d_{cr}$ ). O objetivo deste tamanho tão diminuto é garantir que a partícula consiga refletir a luz de todas as franjas pelas quais ela atravessa, garantindo a formação do sinal característico da técnica ALD. Caso uma partícula possua um diâmetro maior ou próximo à  $d_{cr}$ , o fotodetector não conseguirá distinguir o reflexo proveniente de cada franja de interferência e o software irá considerar o sinal gerado por esta partícula como um ruído. Além disso, para que as técnicas citadas funcionem corretamente é extremamente desejável que as partículas acompanhem o movimento e as flutuações do escoamento, caso contrário os resultados obtidos não farão qualquer sentido. O minúsculo diâmetro da partícula também contribui para uma boa representação do movimento do fluido, uma vez que o número de Reynolds do escoamento ao qual a partícula está submetida geralmente se encontra no regime laminar, gerando, por tanto, um menor arrasto. Outro fator a ser considerado neste caso é a massa específica da partícula, a qual deve ser igual, ou então muito próxima, à massa

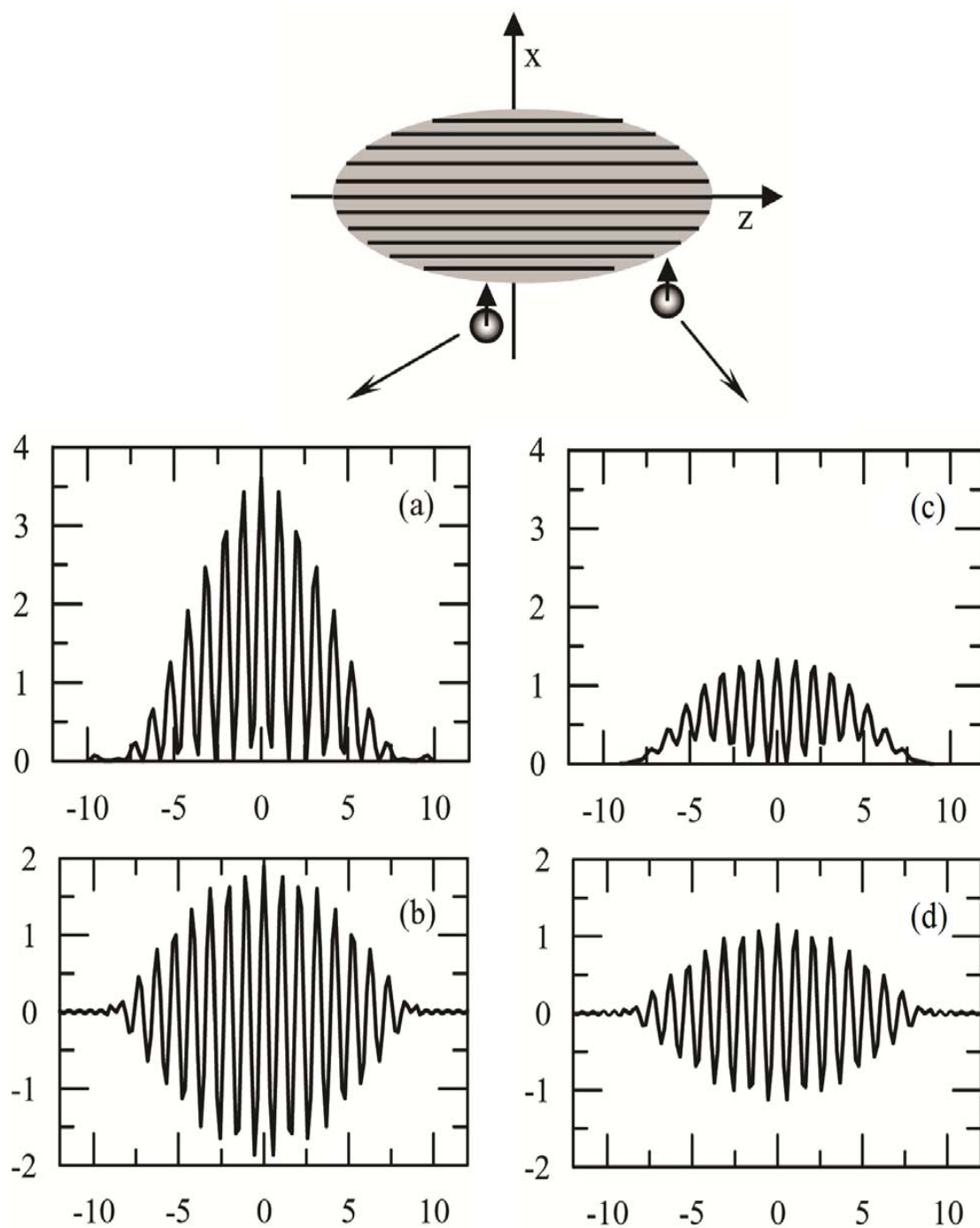


Figura 4.5: Sinal característico da técnica ALD: (a) sinal bruto para uma partícula atravessando o centro do volume de controle, (b) mesmo sinal após passar por um filtro passa-alta, (c) sinal bruto de uma partícula atravessando a periferia do volume de controle, (d) mesmo sinal após passar por um filtro passa-alta. Figura adaptada de Freire [16].



específica do meio na qual ela se encontra. Essa afirmação tem como base evitar que forças de empuxo desloquem o vetor velocidade da partícula para um sentido diferente ao apresentado pelo escoamento. Com relação à reflexividade da partícula, esta deve ser, de preferência, alta. Não há sentido em utilizar partículas que não reflitam corretamente a luz, ou absorvam a luz ao invés de refletí-la, com uma técnica cujo princípio fundamental é a própria reflexão da luz. Na Figura (4.6) apresenta-se a imagem microscópica de um conjunto de partículas esféricas de vidro revestida com prata de um fornecedor comercial.

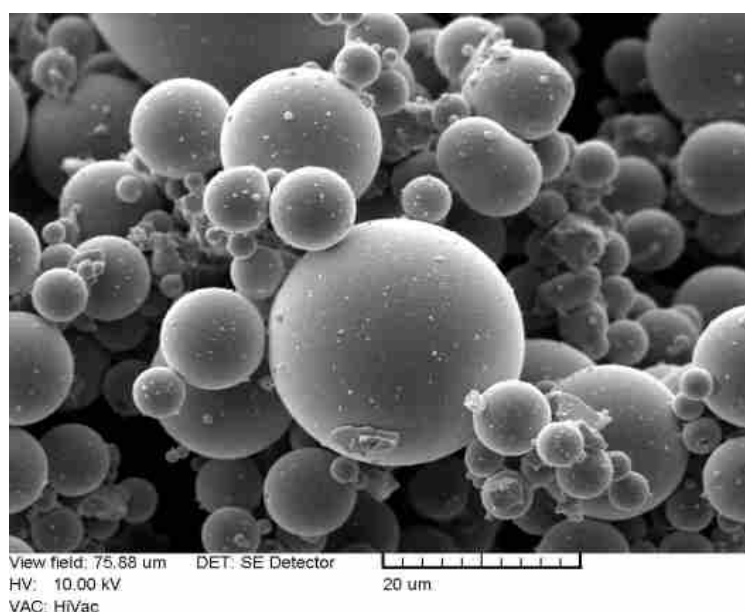


Figura 4.6: Imagem microscópica de um conjunto de partículas esféricas de vidro revestida com prata. Figura retirada de Brazel [3].

Avaliando o experimento em questão, verificou-se que para obter bons resultados haveria a necessidade de se utilizar dois tipos de partículas diferentes. Partículas com massa específica idêntica à da água são extremamente difíceis de serem encontradas. Geralmente, estas possuem valores um pouco acima ou abaixo que  $1g/cm^3$ . Devido ao efeito ciclônico, já mencionado, a utilização de apenas um tipo de partícula acarretaria em uma má caracterização dos perfis de velocidade, uma vez que as partículas seriam forçadas a ocupar somente o núcleo (caso em que a massa específica da partícula fosse menor que o da água) ou somente a periferia (caso em que a massa específica da partícula fosse maior que o da água) do cone. Sendo assim, utilizou-se dois tipos de partículas: uma

com massa específica de  $0,9g/cm^3$  e outra com  $1,1g/cm^3$ . Com as partículas distribuídas ao longo de toda a região de medição, seria possível então caracterizar corretamente o escoamento. Na Figura (4.7), um esquema da utilização das partículas no interior da válvula ciclônica é apresentado, com os círculos representando uma seção qualquer do cone. As linhas tracejadas representam a região onde a maior parte das partículas estão concentradas. No caso em que os dois tipos de partículas são utilizados, existe duas regiões destas, com uma região de transição separando as duas. Quando posicionava-se o volume de controle nessa região de transição, notava-se uma ligeira queda na taxa de aquisição, uma vez que a concentração de partículas era menor.

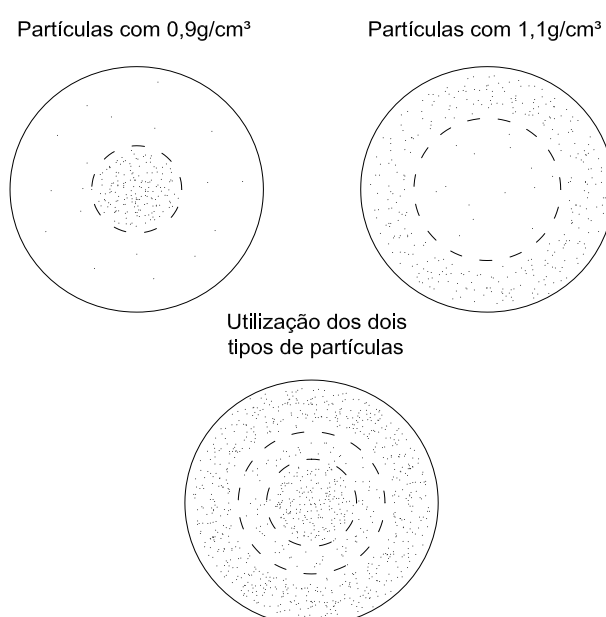


Figura 4.7: Esquema da utilização de partículas dentro da válvula ciclônica.

## 4.2 Utilização do ALD na Válvula Ciclônica

Devido às dimensões do protótipo estudado, seria muito difícil utilizar uma sonda ALD normal, uma vez que a própria sonda possuía um tamanho similar, ou maior, que o protótipo. Logo, optou-se pela utilização da sonda *mini-LDV*, fornecida pela empresa *MSE*. Esta sonda, nada mais é do que uma sonda ALD normal miniaturizada. Devido à miniaturização, a distância focal dos dois lasers proveniente do *mini-LDV* é menor, assim

como a potência do laser. Na Tabela (4.1) apresenta-se as características do *mini-LDV* utilizado, lembrando que todas as informações presentes na tabela são para a aplicação direta no ar e não sendo considerado qualquer efeito de refração.

Tabela 4.1: Características do *mini-LDV*.

Modelo	mini-LDV-G5-100
Distância entre as franjas	3,5 $\mu m$
Distância focal	91 $mm$
Potência no volume de controle	45 $mW$
Comprimento de onda do laser	658 $nm$

Um dos fatores mais importantes com que um experimentalista deve se preocupar ao utilizar a técnica ALD é garantir que a distância entre as franjas ( $\delta_f$ ) seja de fato conhecida. As duas únicas variáveis que podem interferir no valor de  $\delta_f$  é, como apresentado na Equação (4.1), o comprimento de onda da luz monocromática ( $\lambda$ ) e o ângulo de convergência ( $\theta_c$ ) entre os dois feixes de laser. Em experimentos onde esta técnica é comumente aplicada, como por exemplo em túneis de vento, essa preocupação é minimizada, já que  $\lambda$  e  $\theta_c$  são valores conhecidos e apresentados pelo fornecedor do equipamento. Além disso, em um experimento em túnel de vento, o único obstáculo que os feixes de laser precisam atravessar é uma chapa plana de algum material transparente (vidro, acrílico, policarbonato, etc). Ao atravessar esta superfície, os feixes de laser sofrem duas refrações (ar/material transparente e material transparente/ar). No entanto, as duas refrações são simétricas, acarretando em valores de  $\lambda$  e  $\theta_c$  iguais, o que, por sua vez, não gera qualquer modificação no valor de  $\delta_f$ .

Analisando agora a geometria da válvula ciclônica, esta é muito mais complexa que uma simples chapa plana de algum material transparente. O laser, ao penetrar esta geometria, sofrerá a refração de três meios diferentes (ar, acrílico e água) além de ter que atravessar superfícies inclinadas e cilíndricas, sofrendo efeitos de lente. Por conseguinte, almejando a obtenção de bons resultados, é de grande importância quantificar todas essas

refrações afim de que o valor exato de  $\delta_f$  seja conhecido, assim como o ponto de cruzamento entre os lasers no interior da válvula.

O escoamento em questão deve ser caracterizado em função dos dados de velocidade axial ( $U_{axial}$ ) e tangencial ( $U_{tang}$ ). Para isso, a sonda (“probe”) do ALD deve ser rotacionada em  $90^\circ$ . Imaginando um plano contendo os dois feixes de laser, para medir a componente axial este plano deve estar paralelo a base da válvula, enquanto que para medir a componente tangencial este plano deve estar perpendicular a base. A rotação em  $90^\circ$  da sonda para a medição das duas componentes da velocidade acarreta em refrações diferentes as quais os lasers sofrerão dentro da válvula. Sendo assim, implementou-se dois algoritmos na plataforma “*Mathematica*” de tal forma que a posição do cruzamento dos feixes e o espaçamento entre as franjas de interferência pudessem ser calculados para cada uma das duas velocidades, a partir do posicionamento da sonda do LDA. As linhas de comando dos dois algoritmos são apresentadas nos Apêndices B e C. Nestes algoritmos, inseriram-se os princípios básicos da ótica física, como a lei de Snell, fenômeno de interferência (já explicitado) e refração em superfícies esféricas. A lei de Snell (Equação (4.11)), refere-se ao comportamento de uma onda eletromagnética ao atravessar meios diferentes, ou seja, a refração. Quando um raio de luz incide sobre uma superfície transparente com um determinado ângulo em relação à sua normal, este sofre um desvio na nova superfície, proporcional aos índices de refração dos dois meios pelo qual o raio passou.

$$\frac{n_b}{n_a} = \frac{\sin \theta_a}{\sin \theta_b} \quad (4.11)$$

Na Equação (4.11),  $n_a$  é o índice de refração do meio no qual o raio se encontra inicialmente,  $\theta_a$  é o ângulo de incidência do raio de luz em relação a normal da superfície,  $n_b$  é o índice de refração do meio no qual o raio penetra e  $\theta_b$  é o ângulo de saída do mesmo raio que é refratado em relação a normal da superfície. Um raio de luz, ao atravessar diferentes meios, não apenas sofre um desvio de sua trajetória como também sofre uma alteração em seu comprimento de onda, uma vez que a velocidade de propagação da luz difere de um meio para o outro. Sendo assim, na Equação (4.12) apresenta-se a expressão para que o novo comprimento de onda seja calculado, onde  $\lambda_a$  é o comprimento de onda da luz proveniente do meio inicial e  $\lambda_b$  é o comprimento de onda da luz ao ser refratada

no novo meio.

$$\frac{n_b}{n_a} = \frac{\lambda_a}{\lambda_b} \quad (4.12)$$

Uma melhor informação sobre os fenômenos ópticos citados podem ser visto em Sears [38]. Os valores dos índices de refração para os três meios foram retirados de Refractiveindex [36], um banco de dados na internet que fornece os índices de refração (entre outros valores referentes à óptica física) para diversos meios em função do comprimento de onda do raio original e temperatura. Os dados fornecidos por Refractiveindex são todos provenientes da literatura, cujos trabalhos são citados. Era necessário que os dados referentes aos índices de refração dos três meios citados fossem precisos e proveniente de boas fontes objetivando menores erros na medição.

Para o caso da medição da componente tangencial da velocidade, o plano contendo os dois laser irá cortar uma seção circular do cone, sofrendo uma refração semelhante ao observado em uma lente. Devido a isso, o ângulo de cruzamento entre os dois feixes varia dependendo da posição em que eles estão se cruzando no interior do cone, o que resulta em uma variação do espaçamento entre as franjas de interferência. Caso todas essas variáveis não sejam levadas em conta para o correto cálculo do espaçamento entre as franjas, os resultados de velocidade obtidas experimentalmente estarão completamente errados. A sonda do ALD foi montada em um posicionador capaz de movimentar a sonda nas três direções ( $x, y$  e  $z$ ) com um precisão de  $0,01 \text{ mm}$ , garantindo que a posição da sonda e do ponto de cruzamento dos lasers fosse conhecida com uma boa precisão. Na Figura (4.8) é possível observar a sonda ALD instalada para a medição da velocidade tangencial, com os dois feixes de laser convergindo dentro do cone.

Analisando agora o caso para a componente axial da velocidade, a refração dos lasers é um pouco menos complexa que no caso anterior uma vez que o efeito de lente não irá existir e, portanto, o espaçamento entre as franjas será constante ao longo de todo o plano central do cone. Resta então calcular o ponto de cruzamento entre os dois feixes de laser e o ângulo de cruzamento (também constante) entre eles. O problema foi, então, tratado como a refração de uma luz monocromática sobre uma superfície inclinada, representando a ângulação da parede cônica. Sendo assim, é fácil concluir que, devido

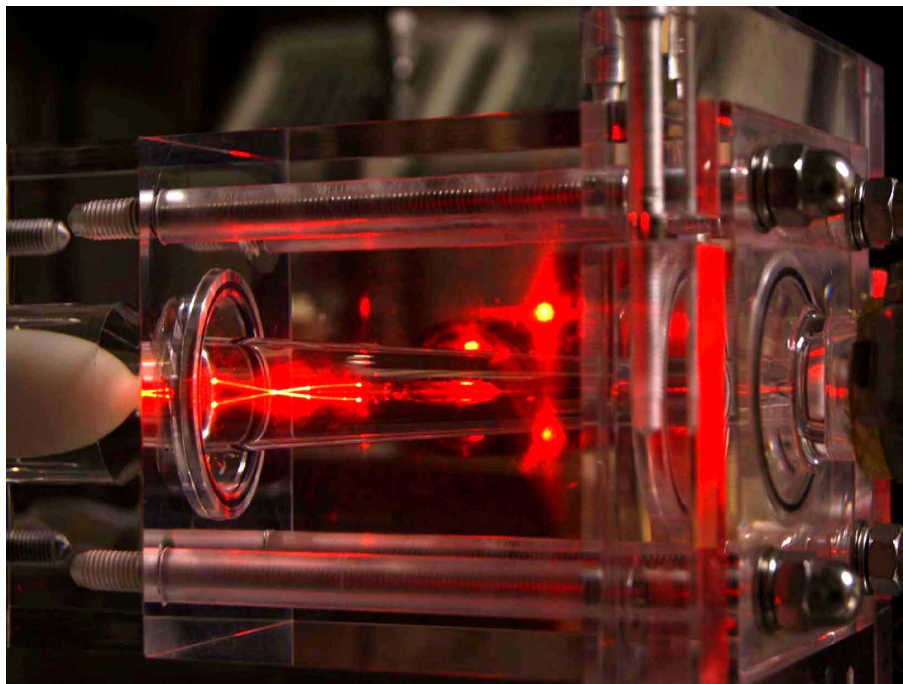


Figura 4.8: Sonda ALD já instalada para a medição de  $U_{tang}$  no interior da válvula.

a conicidade da peça em questão, as franjas de interferência ficarão desalinhadas com o escoamento axial. Entretanto, os cálculos realizados mostram que este ângulo é menor que  $0,5^\circ$ , o que nos leva ao coseno deste ângulo para a correção da velocidade que é praticamente 1 (0,999962). Sendo assim, este pequeno desalinhamento entre as franjas e o escoamento axial será desprezado. Na Figura (4.9) é possível observar a sonda ALD instala para a medição da velocidade axial, com os dois feixes de laser convergindo dentro do cone.

### 4.3 Câmera de Alta Velocidade

Para que uma boa análise visual do escoamento (água/ar) no interior da válvula fosse feita, utilizou-se uma câmera de alta velocidade. Esta técnica se mostrou essencial para capturar alguns momentos de quebra e coalescência de gotas em determinadas regiões da válvula em estudo, o que possibilitou, também, uma melhor compreensão do fenômeno. A câmera utilizada é proveniente do sistema de dimensionamento de sombras (“shadow sizer”) de grande utilidade para estudos de escoamentos bifásicos. Este sistema é utilizado

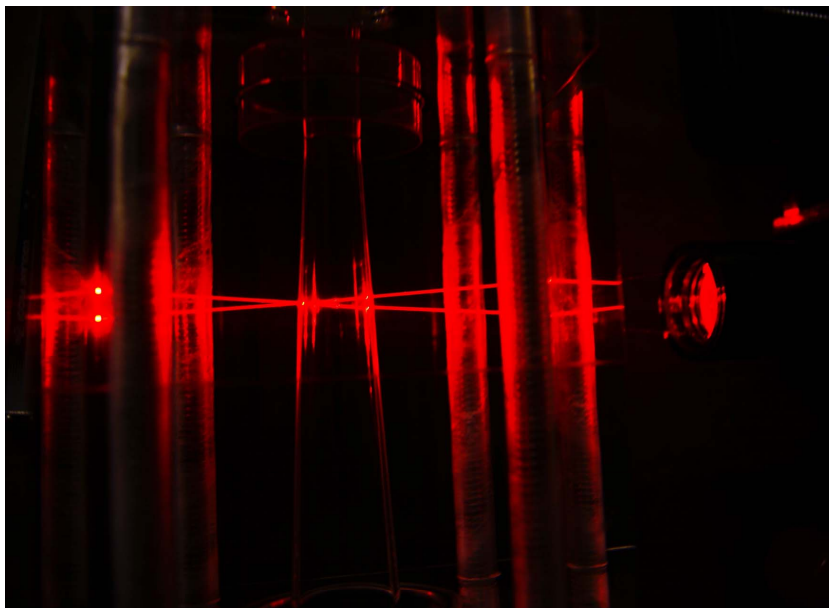


Figura 4.9: Sonda ALD instalada para a medição de  $U_{axial}$  no interior da válvula.

para a quantificação da fração de vazio e velocidade das bolhas em diversos regimes de escoamento bifásico. Para isso, utiliza-se a câmera citada, capaz de adquirir imagens a uma taxa de até 2000 quadros por segundo. Juntamente com a câmera, o sistema é composto por um holofote de luz difusa, posicionado na parte de trás do escoamento (a câmera é posicionada na parte da frente), e um sistema de aquisição, responsável por gravar a sequência de imagens obtidas e calcular o volume das bolhas a partir de suas respectivas sombras. Apenas para efeito de visualização para este experimento, as imagens foram obtidas a uma taxa de 1000 quadros por segundo as quais foram posteriormente salvas em um formato de vídeo.

# Capítulo 5

## Resultados

### 5.1 Cálculo da Refração dos Lasers

Os dois algoritmos desenvolvidos apresentam uma interface dinâmica com o operador. Nas Figuras (5.1) e (5.2) apresenta-se a interface responsável pela simulação geométrica da refração dos lasers tanto para o caso da velocidade tangencial quanto para a velocidade axial. Nos dois casos é possível escolher a posição da sonda de medição em relação à superfície (parede em acrílico) da válvula (*DistProbe*) e a seção (*Section*) ou raio da própria seção (*Raio*) do cone onde deseja-se realizar a medição. As barras de rolagem facilitam o operador a escolher e definir o ponto de medição assim como compreender melhor o fenômeno de refração na geometria da válvula. Na Figura (5.3) é possível visualizar a interface gerada para o cálculo da distância entre as franjas através dos mesmos parâmetros já citados. Este cálculo só é válido para a medição da velocidade tangencial, já que para a velocidade axial a distância entre as franjas é constante. A interface para a determinação do ponto de cruzamento dos feixes de laser é apresentado na Figura (5.4) e é semelhante para as duas componentes de velocidade que deseja-se medir.

A partir das interfaces geradas, criou-se uma tabela de posicionamento da sonda de medição com o intuito de acelerar o processo de medição. O número de pontos para cada perfil e a localização destes pontos eram determinados previamente. A tabela, então, relacionava a posição da sonda em relação a superfície da válvula (*DistProbe*) com a posição do cruzamento dos dois feixes dentro da válvula juntamente com a distância



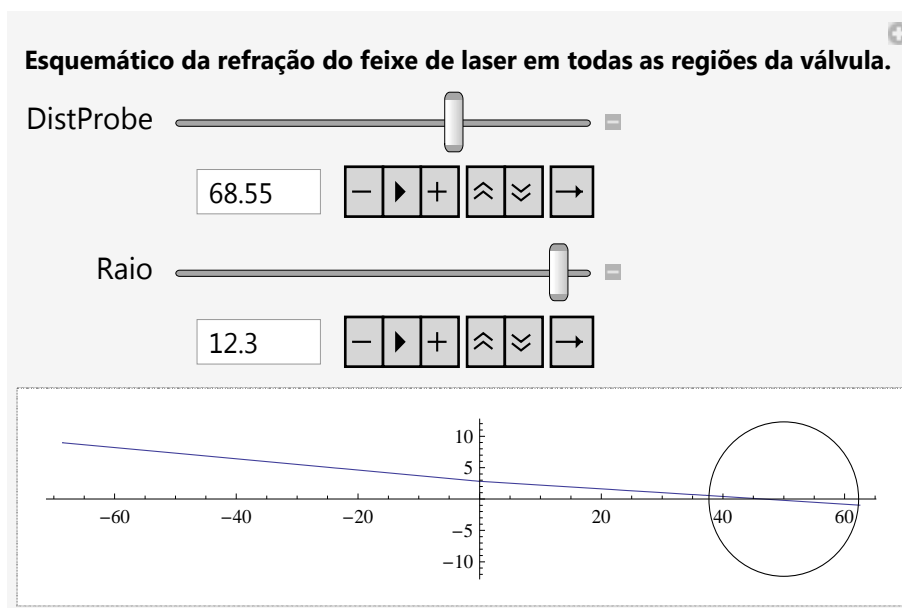


Figura 5.1: Interface criada para esquematizar a refração dos feixes de laser dentro da válvula para o caso da velocidade tangencial.

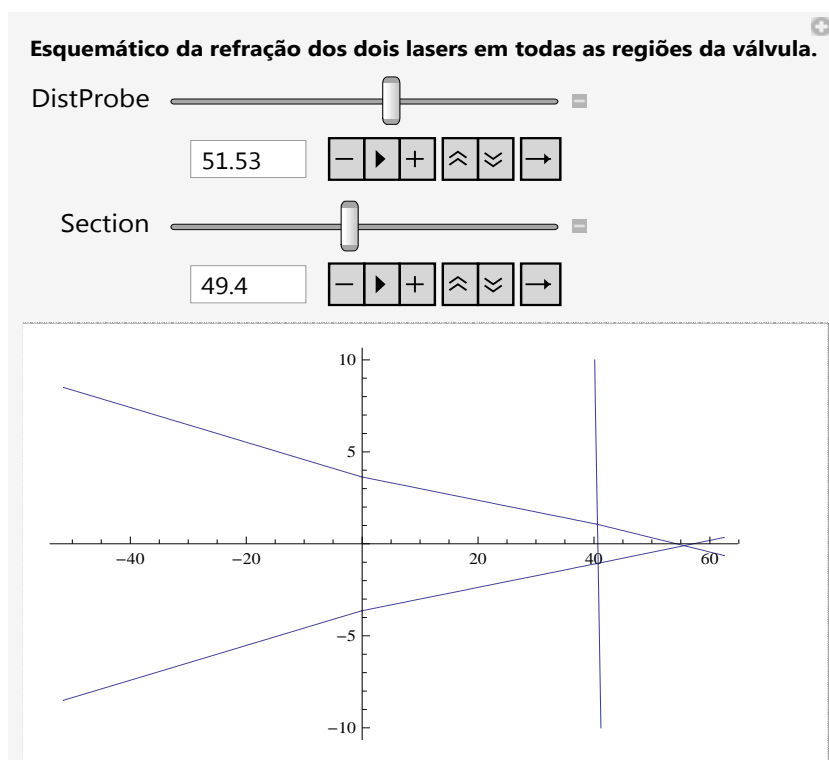


Figura 5.2: Interface criada para esquematizar a refração dos feixes de laser dentro da válvula para o caso da velocidade axial.

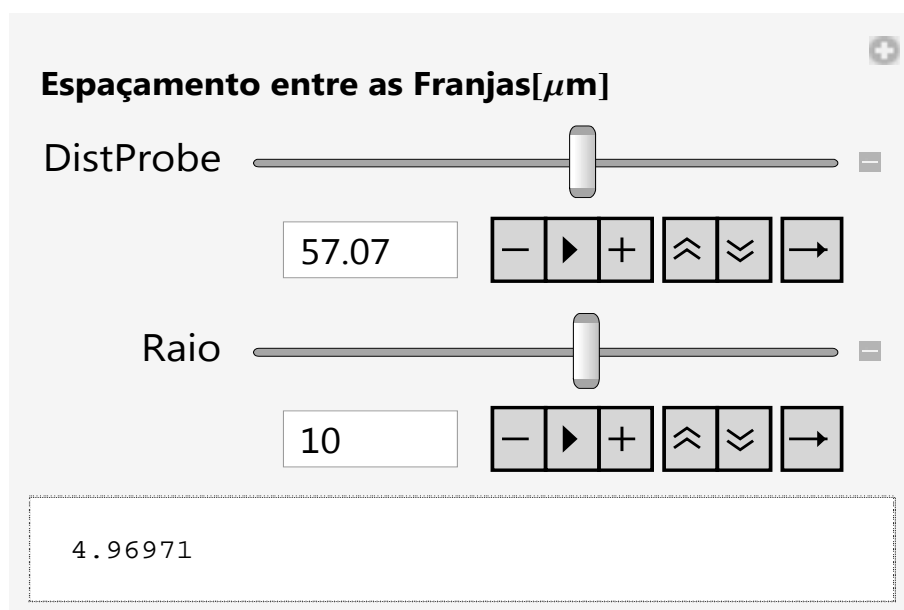


Figura 5.3: Interface criada para determinar o espaçamento entre as franjas de interferência numa determinada posição da sonda ALD para o caso da velocidade tangencial.

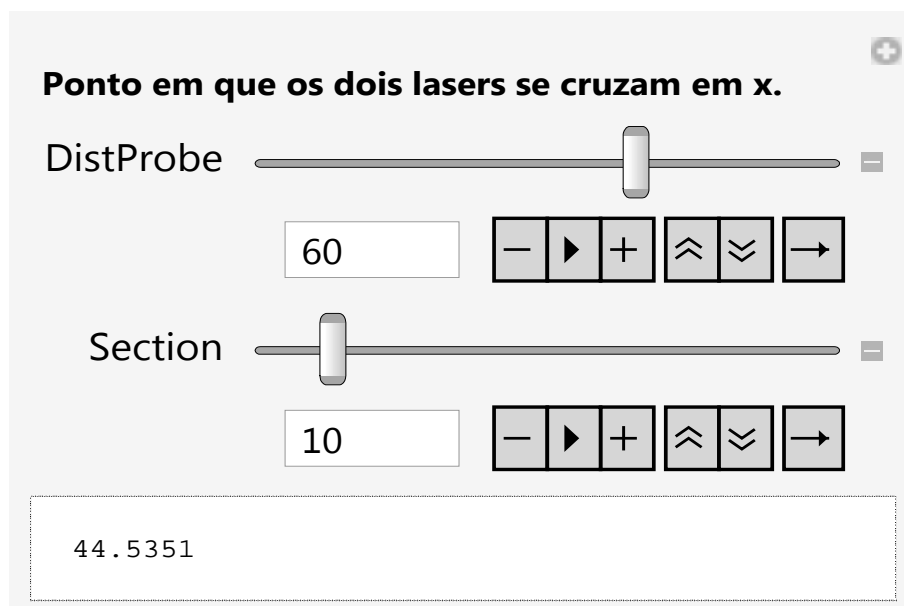


Figura 5.4: Interface criada para determinar o cruzamento entre os dois feixes de laser no interior da válvula.

entre as franjas calculada. Um exemplo desta é apresentada na Tabela (5.1). Durante o experimento, conforme a posição da sonda era alterada através do posicionador, a distância entre as franjas do volume de controle era alterada no programa do ALD. É importante observar a variação do valor de  $\delta_f$  ao longo de todo o curso da sonda de medição, que pode ter um acréscimo de 26% entre o primeiro e último ponto do perfil medido. Sendo assim, caso a quantificação da refração dos lasers não fosse realizada, a incerteza relacionada à medição da velocidade seria de, no mínimo, 26%, algo inviável para um trabalho experimental.

Realizava-se o alinhamento dos feixes de laser em duas etapas. Primeiramente, posicionava-se o ponto de cruzamento na superfície externa da válvula. Esse posicionamento é puramente visual e impreciso, mas serve como uma estimativa para a segunda etapa. Após o posicionamento, aproximado, do volume de controle na superfície de acrílico, movia-se a sonda em direção à parede do cone com a ajuda do algoritmo já apresentando. A segunda etapa, mais precisa, do alinhamento era, então, realizada através da verificação da existência de sinal. O volume de controle era trasladado em distâncias muito pequenas (na ordem de décimos de milímetro). No momento em que o sinal característico da técnica ALD desaparecia, este ponto era considerado a parede do cone e conseqüentemente o ponto de referência para o alinhamento da sonda. Para garantir um alinhamento completo, a parede oposta do cone também era verificada através do sinal e a posição do volume de controle no centro do cone (ponto com menor distorção da imagem) era verificado visualmente para garantir que o algoritmo estava, de fato, funcionando.

## 5.2 Caracterização da Perda de Carga

Com os detalhes do aparato experimental da válvula e das técnicas de medição tendo sido especificados, é possível deter-se agora aos procedimentos realizados para a obtenção dos dados. Primeiramente, serão apresentados os dados referentes às curvas de perda de carga da válvula, uma vez que são essenciais para uma correta caracterização de uma válvula de regulação. Como já explicou-se anteriormente, válvulas de regulação são aquelas cujo objetivo é regular a vazão e a pressão de um sistema, infringindo neste,

Tabela 5.1: Tabela para o posicionamento da sonda de medição.

<i>Raio</i> [mm]	<i>DistProbe</i> [mm]	$\delta_f$ [ $\mu$ m]
-7,5	61,51	-
-7,25	61,34	3,51155
-7	61,17	3,52447
-6,5	60,84	3,54980
-6	60,5	3,57627
-5	59,83	3,62954
-4	59,16	3,68436
-3	58,49	3,74081
-2	57,82	3,79898
-1	57,15	3,85896
0	56,48	3,92086
1	55,81	3,98478
2	55,14	4,05083
3	54,47	4,11916
4	53,8	4,18988
5	53,13	4,26314
6	52,45	4,34027
6,5	52,12	4,37876
7	51,78	4,41917
7,25	51,62	4,43845
7,5	51,45	-

uma perda de carga conhecida.

A perda de carga é quantificada através dos dois transmissores de pressão conectados na linha a montante e a jusante da válvula. Essa perda de carga medida deve ser então relacionada com a vazão do sistema, juntamente com a abertura da válvula. Sendo assim, para a representação dos dados de perda de carga ao longo das diferentes aberturas e vazões da válvula em apenas um gráfico, utilizou-se o conceito do coeficiente de vazão ( $C_v$ ) para fluidos incompressíveis encontrado na literatura, mais especificamente em Dickenson [10] e Nesbitt [34]. O coeficiente de vazão se refere basicamente à vazão de água (galões por minuto) que atravessa a válvula gerando uma perda de carga de 1 *psi* na válvula. Para unidades no S.I. utiliza-se o coeficiente de vazão proporcional  $K_v$  onde a vazão é quantificada em  $m^3/h$  e a perda de carga relacionada a 1 *bar*. Sendo assim, a equação para a vazão da válvula é dada por:

$$Q = C_v \sqrt{\frac{\Delta P}{S.G.}} \quad (5.1)$$

ou

$$Q = K_v \sqrt{\frac{\Delta P}{S.G.}} \quad (5.2)$$

onde  $Q$  é a vazão (em *US gpm/min* ou  $m^3/h$ ),  $\Delta P$  a perda de carga da válvula (em *psi* ou *bar*) e  $S.G.$  é a gravidade específica para fluidos (“specific gravity”), que para o caso da água é 1. O valor da gravidade específica da água varia com a temperatura desta, segundo a tabela apresentada por Lide [25]. Para garantir precisão nos cálculos, a temperatura da água durante os experimentos também era medida e o valor da gravidade específica era corrigida para a realização dos cálculos. Vale lembrar que as equações apresentadas são válidas apenas para fluidos incompressíveis. Para fluidos compressíveis há outra equação similar considerando os efeitos de compressibilidade do fluido. Observando as Equações (5.1) e (5.2) é possível verificar que  $C_v$  e  $K_v$  são os coeficientes angulares das retas presentes nos gráficos de  $Q$  contra  $\sqrt{\Delta P/S.G.}$ . Sendo assim, esses valores podem ser facilmente obtidos experimentalmente.

Fazendo uma análise dimensional rápida das duas equações, chegamos a conclusão de que a dimensão de  $C_v$  é  $[(US\ gpm/min) / psi^{1/2}]$  e de  $K_v$  é  $[(m^3/h) / bar^{1/2}]$ .

Além disso, autores diferentes utilizam unidades diferentes para o cálculo do coeficiente  $K_v$ , onde é possível achar a vazão sendo expressa em  $l/min$ , o que obviamente gera resultados diferentes para os coeficientes. Para não haver erros na compreensão dos gráficos, apresenta-se duas formas diferentes para que uma melhor análise da perda de carga em função da abertura da válvula seja realizada.

Na primeira, ainda utilizando o conceito do coeficiente de vazão, o parâmetro  $K_v$  é adimensionalizado afim de que qualquer confusão resultante da utilização de diferentes sistemas de unidades seja evitada. Sendo assim, a equação para a vazão se torna:

$$Q = K_{va} A \sqrt{\frac{\Delta P}{\rho}} \quad (5.3)$$

onde  $Q$  é a vazão expressa em  $m^3/s$ ,  $\Delta P$  a perda de carga da válvula expressa em  $Pa$ ,  $\rho$  a massa específica do fluido expressa em  $kg/m^3$  e  $A$  a menor área pela qual o fluido deve passar dentro da válvula, o que torna  $K_{va}$  um parâmetro adimensional. No entanto, a determinação da menor área pela qual o fluido atravessa no interior desta válvula é extremamente complicada. Por isso, os valores de  $K_{va}$  não foram calculados.

Na segunda forma, a própria perda de carga é adimensionalizada através do termo  $\Delta P / \frac{1}{2} \rho U^2$ . A partir dos dados dessa adimensionalização e do número de Reynolds ( $Re$ ) do escoamento, um gráfico totalmente adimensional é construído, com as curvas correspondentes a cada abertura da válvula.

Sabendo os métodos a partir dos quais a perda de carga da válvula pode ser caracterizada, é possível iniciar o experimento. Sendo assim, a válvula ciclônica é aberta aleatoriamente, a porcentagem do seu curso anotado, todas as válvulas do circuito abertas e a válvula de retorno (“*bypass*”) completamente fechada, desviando completamente o fluxo para a válvula em estudo. Ajustou-se a rotação da bomba com a ajuda de um inversor, a fim de que a vazão passando pela válvula não excedesse a pressão máxima na entrada desta. Para aquela vazão atingida foi anotado a pressão na entrada e saída da válvula. A válvula de retorno foi, então, aberta ligeiramente de modo que a vazão direcionada para a válvula diminuísse um pouco. Novamente, os dados de vazão e pressão do circuito foram anotados. Esse procedimento foi realizado até que a válvula de retorno

estivesse praticamente toda aberta e o fluxo de água dentro da válvula fosse muito baixo. O mesmo procedimento poderia ser realizado modificando apenas a abertura da válvula de regulagem da linha da linha, sem que a abertura válvula de retorno fosse modificada. Com isso, obtêm-se os dados para apenas uma abertura da válvula ciclônica. O passo seguinte é posicionar o êmbolo em diferentes posições e realizar o mesmo procedimento descrito anteriormente até que praticamente todo o curso da válvula ciclônica tenha sido varrido.

Os gráficos originados a partir dos dados obtidos através desse método são apresentados nas Figuras (5.5), (5.6) e (5.7), os quais correspondem, respectivamente, a 94,37%, 79,10% e 28,84% do curso do êmbolo. Na Tabela (5.2) apresenta-se os dados referentes ao gráfico da Figura (5.5)

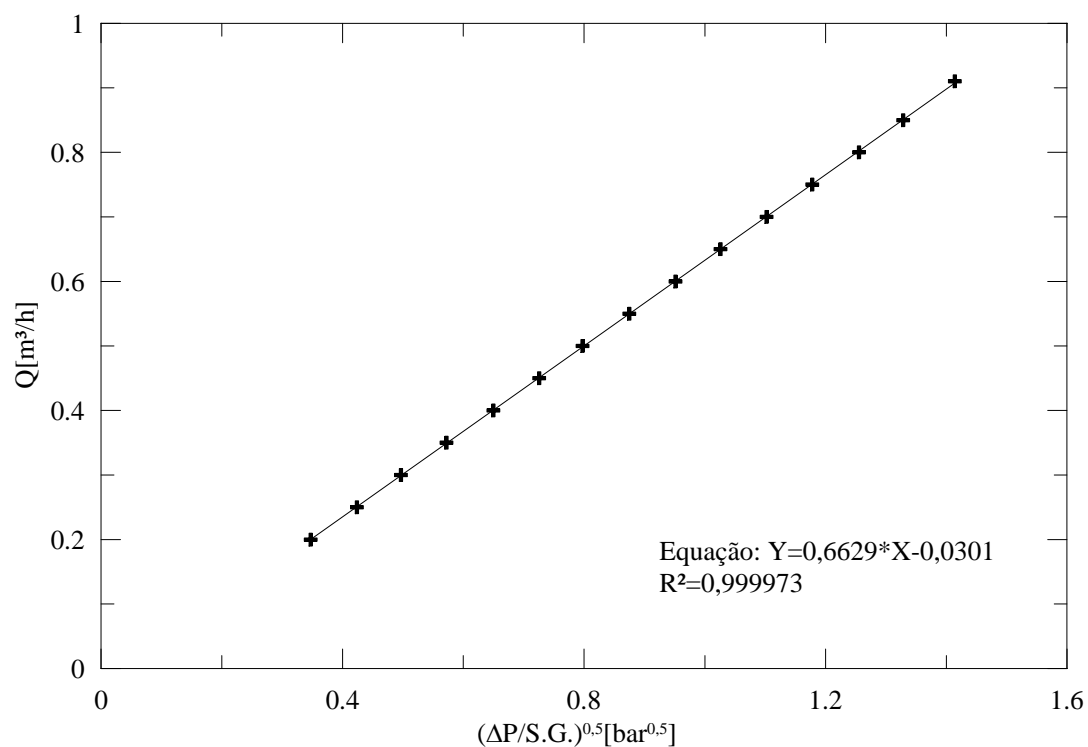


Figura 5.5: Gráfico de vazão contra perda de carga para 94,37% do curso do êmbolo.

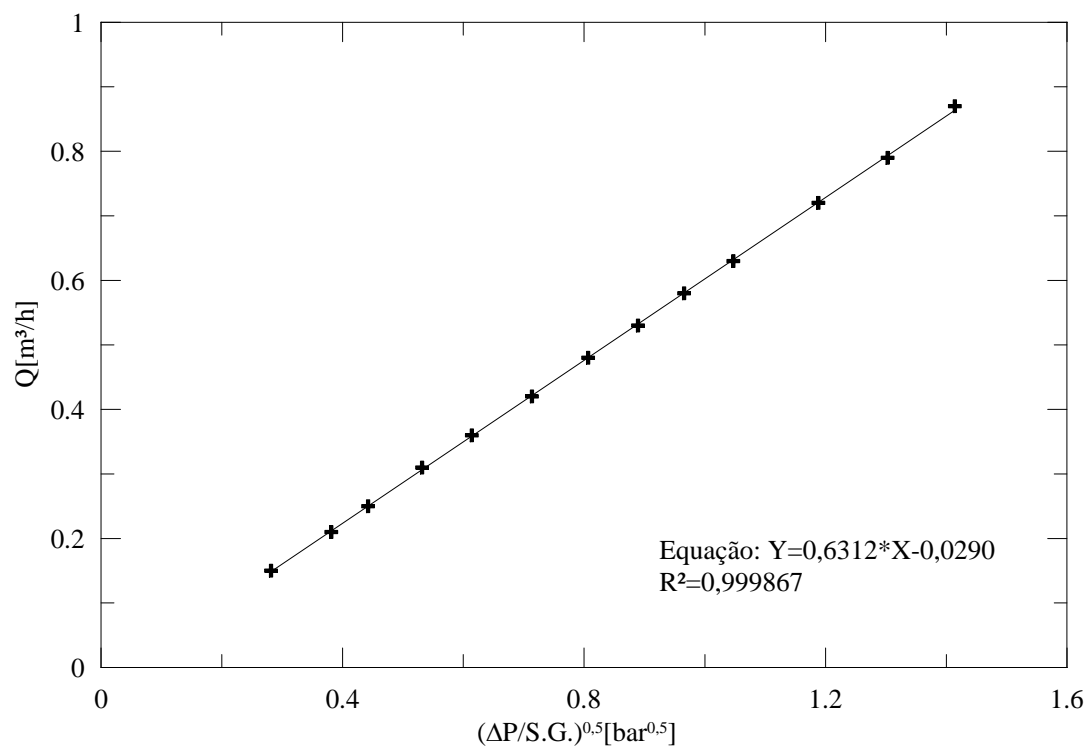


Figura 5.6: Gráfico de vazão contra perda de carga para 79,10% do curso do êmbolo.

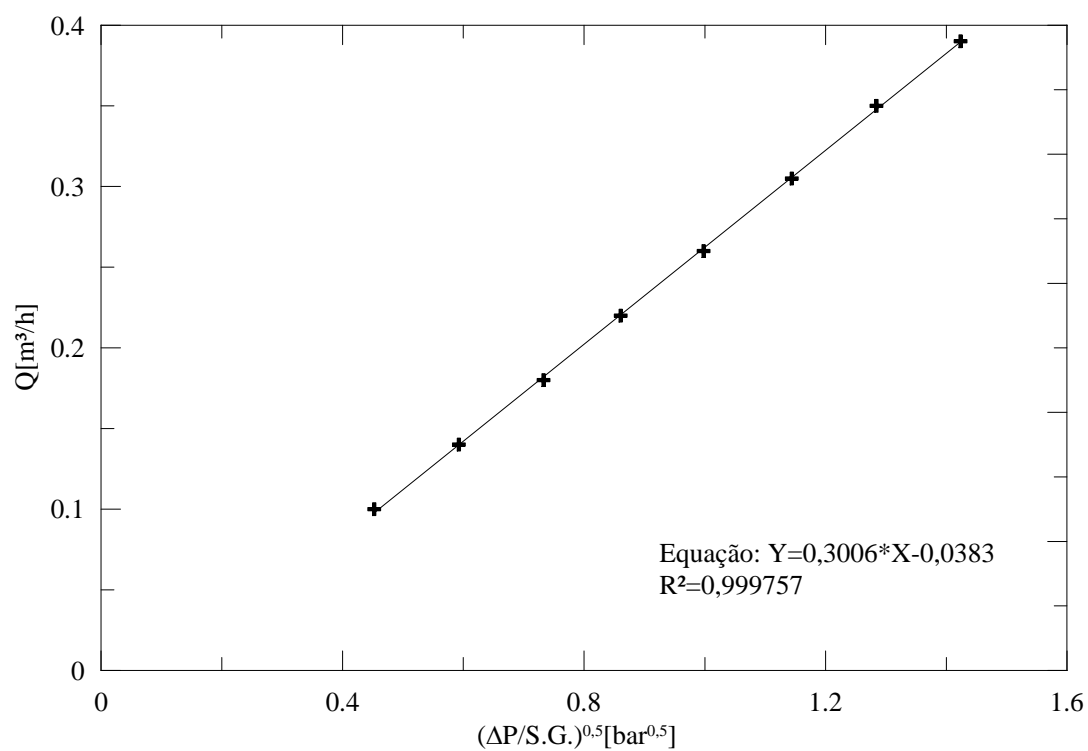


Figura 5.7: Gráfico de vazão contra perda de carga para 28,84% do curso do êmbolo.



Tabela 5.2: Tabela de dados para 94,37% do curso do êmbolo.

$P_{entrada}[bar]$	$P_{saida}[bar]$	$\Delta P^{1/2}/S.G. [bar^{1/2}]$	$Q [m^3/h]$
1,966	1,846	0,347	0,2
1,949	1,770	0,424	0,25
1,999	1,753	0,497	0,3
1,981	1,655	0,572	0,35
1,953	1,532	0,650	0,400
1,969	1,444	0,726	0,450
1,965	1,331	0,797	0,500
1,986	1,223	0,875	0,550
1,984	1,082	0,951	0,600
1,980	0,931	1,026	0,650
1,985	0,774	1,102	0,700
1,994	0,611	1,178	0,750
2,103	0,532	1,255	0,800
2,102	0,343	1,328	0,850
2,102	0,109	1,414	0,910

Como dito anteriormente, os três gráficos foram construídos de tal forma que os  $K_v$ 's correspondem exatamente ao coeficiente angular das retas. Sendo assim, as equações para as retas dos três gráficos, obtidos através de um ajuste linear nos dados, se encontram abaixo, juntamente com os valores de  $K_v$  e  $C_v$ . O fator de multiplicação para transformar  $K_v$  em  $C_v$  é 1,17.

Equação da reta do gráfico da Figura (5.5):

$$y = 0,6629x - 0,0301$$

$$R^2 = 0,999973 \tag{5.4}$$

$$K_v = 0,6629 [(m^3/h) / bar^{1/2}] \rightarrow C_v = 0,7756 [(USgpm/min) / psi^{1/2}]$$

Equação da reta do gráfico da Figura (5.6):

$$y = 0,6312x - 0,0290$$

$$R^2 = 0,999867 \quad (5.5)$$

$$K_v = 0,6312 [(m^3/h) / bar^{1/2}] \longrightarrow C_v = 0,7385 [(USgpm/min) / psi^{1/2}]$$

Equação da reta do gráfico da Figura (5.7):

$$y = 0,3006x - 0,0383$$

$$R^2 = 0,999757 \quad (5.6)$$

$$K_v = 0,3006 [(m^3/h) / bar^{1/2}] \longrightarrow C_v = 0,3517 [(USgpm/min) / psi^{1/2}]$$

O mesmo procedimento para o cálculo dos coeficientes de vazão é realizado para os dados das outras aberturas da válvula. Como resultado, obtêm-se os valores de  $K_v$  para todas as aberturas da válvula testadas. Construindo um gráfico com esses dados, gera-se um mapa representando a relação completa de vazão e perda de carga para qualquer abertura desta válvula. Sendo assim, este gráfico, construído com os dados de todos os coeficientes de vazão ( $K_v$  e  $C_v$ ), pode ser visto na Figuras (5.8). Quanto maior o valor de  $K_v$  para uma determinada abertura da válvula, menor será a perda de carga gerada por esta em uma determinada vazão. Logo, a abertura que possuir o maior valor de  $K_v$  será considerada abertura máxima da válvula, na qual atingirá maiores vazões com uma perda de carga menor.

Na Figura (5.9) apresenta-se o gráfico de  $C_v$  de uma válvula de estrangulamento comercial para que uma comparação possa ser feita. Os valores de  $C_v$  neste caso se encontram com uma dimensão diferente da utilizada neste trabalho e, por isso, uma análise quantitativa não pode ser feita. Analisando os gráficos qualitativamente percebe-se algumas diferenças, as quais serão discutidas mais adiante.

Analisando os gráficos e as equações lineares ajustadas aos dados, percebe-se que os coeficientes lineares não são nulos como haveria de se esperar. Este fato pode acarretar em uma falsa interpretação, de que extrapolando a equação ajustada para a condição de vazão nula, a válvula ainda fornecerá uma pequena perda de carga, o que não faz qualquer sentido. As menores vazões mensuradas no sistema estiveram na faixa

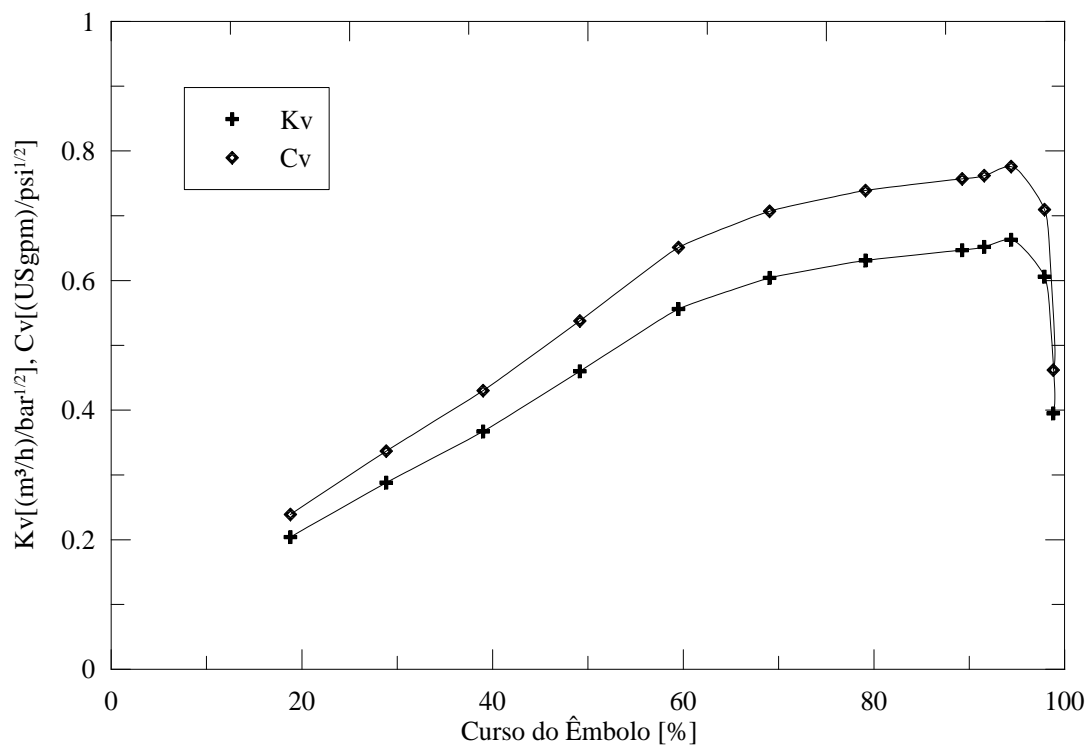


Figura 5.8: Gráfico de  $K_v$  ao longo do curso do êmbolo para a válvula com passo de 5mm.

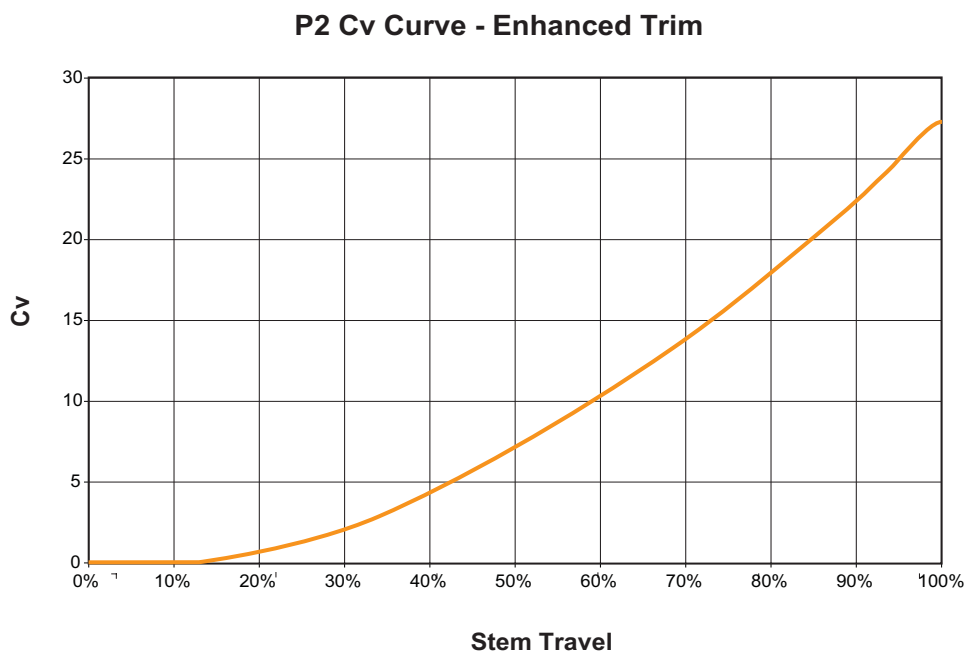


Figura 5.9: Gráfico de  $K_v$  para uma válvula de estrangulamento comercial. Figura retirada de Master FLo [29].

de 0,1 e  $0,2m^3/h$ . Abaixo destas vazões o escoamento se tornava extremamente instável, provavelmente porque o fluido não possuía inércia suficiente para manter o escoamento ciclônico, o que tornava a medição impraticável. Sendo assim, considera-se que a equação da reta obtida é uma representação ótima para a faixa de operação na qual a válvula se encontra e que esse desvio no coeficiente linear é uma característica própria do escoamento deste tipo de válvula.

A não consideração dos valores do coeficiente linear na Equação (5.2) pode gerar erros altos na determinação da perda de carga do sistema. Portanto,  $K_v$  não é o único parâmetro que deve ser considerado para uma boa modelagem da variação da perda de carga com a vazão, sendo necessário acrescentar um novo parâmetro na Equação (5.2) representando o coeficiente linear. Este novo parâmetro será denominado coeficiente linear de vazão ( $K_{lv}$ ), que possui a mesma dimensão da vazão,  $m^3/h$ . Aplicando este novo parâmetro na formulação já explicitada, obtêm-se a Equação (5.7).

$$Q = K_v \sqrt{\frac{\Delta P}{S.G.}} - K_{lv} \quad (5.7)$$

Assim como os valores de  $K_v$ , os valores de  $K_{lv}$  também variam com a abertura da válvula. Na Figura (5.10) apresenta-se o gráfico construído com todos os valores de  $K_{lv}$  para os respectivos cursos do êmbolo. Observando o gráfico percebe-se que todos os valores de  $K_{lv}$  se encontram numa faixa que varia entre 0,035 e 0,025. Há duas alternativas para o tratamento dos dados deste parâmetro. A primeira é, simplesmente, transformar  $K_{lv}$  em um valor constante determinado pela sua média ao longo do curso do êmbolo. Como resultado, obtêm-se o valor de  $0,03072 [m^3/h]$  para esta constante, representada pela linha tracejada no gráfico. A segunda abordagem para o tratamento desses dados é ajustar uma equação linear nestes, o que geraria um menor erro nos resultados. A reta ajustada aos dados e sua equação também se encontram no gráfico.

A partir do gráfico da Figura (5.8) é possível dividir o curso da válvula em três regiões. Estas foram separadas de acordo com o comportamento da variação de  $K_v$  ao longo da abertura da válvula. Sendo assim, são elas: região 1, com maior derivada de  $K_v$  em relação ao curso do êmbolo, ou seja, maior crescimento de  $K_v$ ; região 2, com menor derivada de  $K_v$  em relação ao curso do êmbolo, ou seja, menor crescimento de  $K_v$ ; e região

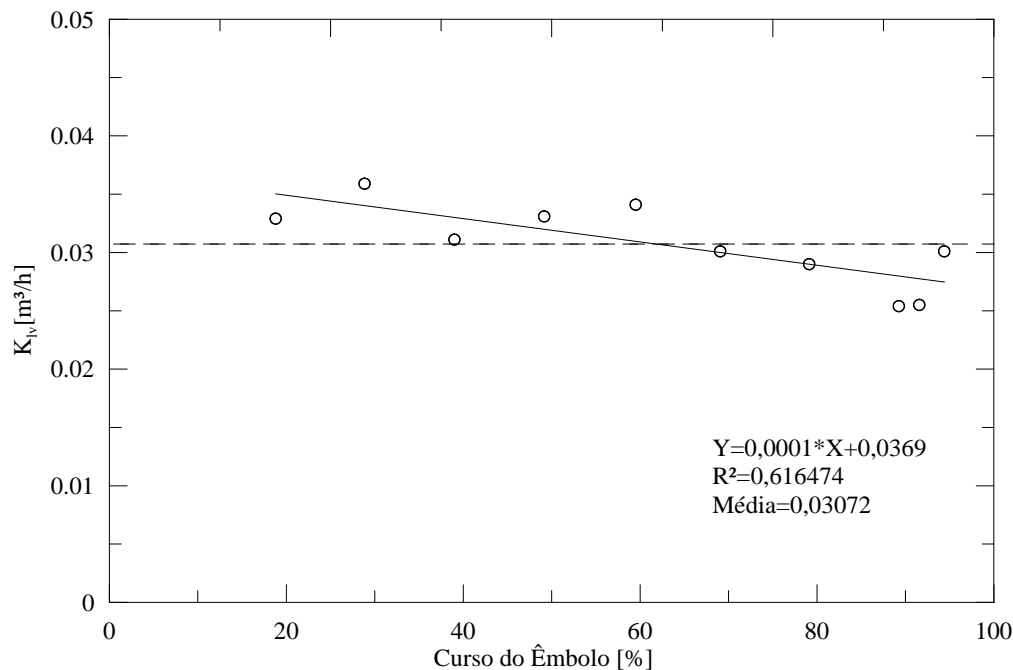


Figura 5.10: Gráfico de  $K_{lv}$  ao longo do curso do êmbolo para a válvula com passo de 5mm

3, onde começa a ocorrer o estrangulamento do escoamento na entrada do cone, ou seja, queda abrupta nos valores de  $K_v$  culminando com o total fechamento da válvula. As três regiões estão melhor representadas no gráfico da Figura (5.11).

Essa variação no comportamento de  $K_v$  ao longo da abertura da válvula pode ser explicado em função de sua própria geometria. A região 1, que se encontra entre os cursos de 18,79% (curso mínimo em que  $K_v$  foi caracterizado) e 59,5% representa a fase inicial de abertura da válvula, onde toda a parte roscada do êmbolo se encontra embutida no corpo roscado. Portanto, a maior parte da perda de carga estará concentrada no corpo roscado, com o escoamento seguindo livre pelo corpo central e pelo cone. Conforme a porcentagem do curso do êmbolo vai sendo aumentado, a parte cônica do êmbolo vai se afastando da parte cônica do corpo roscado, aumentando a área na qual o escoamento pode fluir e, conseqüentemente, aumentando o valor de  $K_v$ . Ainda na região 1, o valor de  $K_v$  cresce linearmente, segundo a equação (cuja derivada, ou coeficiente angular, é 0,00861) apresentada no gráfico da Figura (5.11), até o momento em que o curso do êmbolo atinge 59,5% do curso total. Nesta posição, início da região 2, a parte roscada do

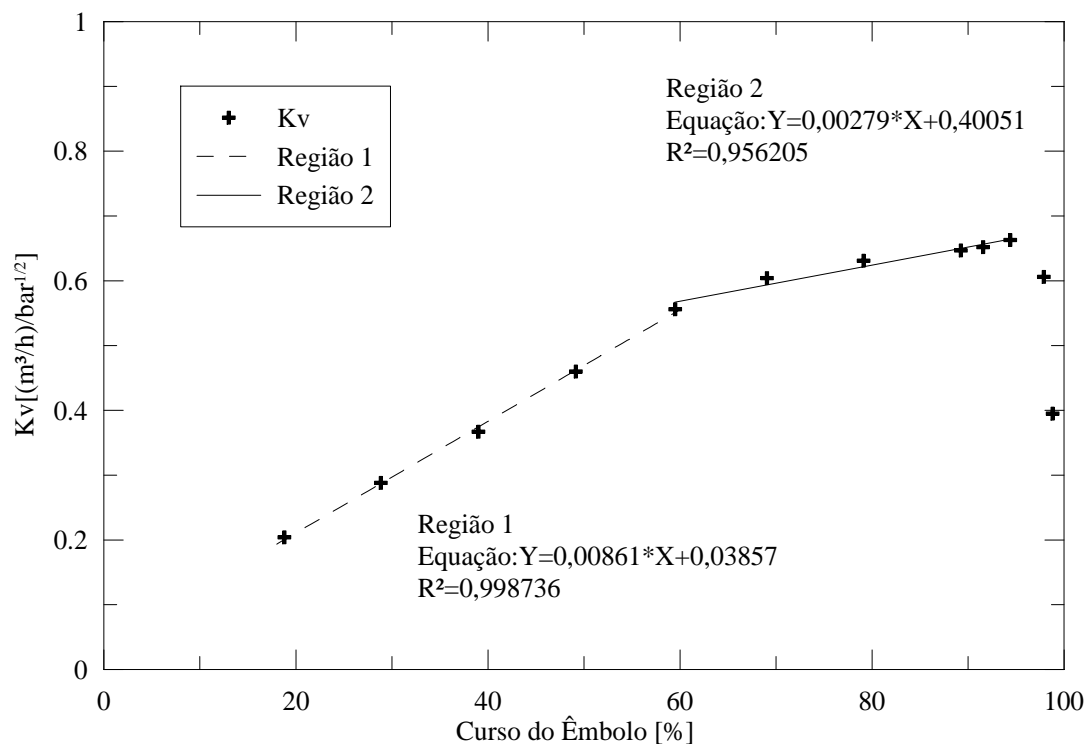


Figura 5.11: Divisão do gráfico de  $K_v$  em três regiões.

êmbolo, já presente em todo o corpo roscado do êmbolo, começa a entrar no corpo central. Por conseguinte, além do comprimento do corpo roscado, o fluido também estará sujeito à parte roscada presente no corpo central. A perda de carga proveniente da transformação da energia cinética do fluido em energia cinética de rotação, que antes era concentrada apenas no corpo roscado, começa a ser propagada, também, para a região posterior. No entanto, a menor área pela qual o escoamento está sujeito a atravessar continua aumentando, pois as duas partes cônicas (do êmbolo e do corpo roscado) continuam se afastando e, além disso, a rosca do êmbolo está desocupando a rosca do corpo roscado. Sendo assim, apesar da válvula continuar com uma variação de  $K_v$  positiva, sua taxa de crescimento é reduzida pois o êmbolo roscado começa a impor uma maior perda de carga conforme seu curso vai aumentando. A equação ajustada para a região 2 também é expressa no gráfico da Figura (5.11) e sua derivada (coeficiente angular ou taxa de crescimento) é três vezes menor do que a derivada da equação ajustada para a região 1. A abertura máxima da válvula é atingida com o êmbolo posicionado em 94,37% de seu

curso que é, também, o ponto final da região 2. A partir desse ponto, início da região 3, a distância entre a superfície da ogiva (parte frontal do êmbolo) e do raio de entrada do cone começa a diminuir abruptamente, juntamente com a área de passagem do fluido. Como consequência, o fluido começa a ser estrangulado entre as duas superfícies resultando em uma elevada perda de carga até o instante em que o êmbolo atingi seu curso máximo e fecha, por completo, a passagem de fluido na válvula. A região 3 representa apenas os 5% finais do curso total do êmbolo. Essa característica é função de uma característica de projeto, não sendo desejável em uma válvula de regulação, a qual deve ter apenas um ponto de fechamento. Na válvula ciclônica deste estudo, o fechamento ocorre em dois pontos, em 0% e em 100% do curso total do êmbolo. A segunda condição em que esta válvula é completamente fechada ocorre muito próximo ao ponto de máxima abertura desta (ponto com maior valor de  $K_v$ ). Neste caso, um erro de 2,5% no curso do êmbolo é suficiente para elevar demasiadamente a perda de carga e gerar um acidente na linha de produção de óleo.

Outro fator a ser analisado é a facilidade com que a parte roscada do êmbolo têm em formar depósitos e sua influência na eficiência da válvula. A Figura (5.12) ilustra a formação de depósito citada. Esta análise é importante quando se têm em mente o escoamento proveniente de um poço de petróleo, o qual contém, além de óleo, água e gás em sua mistura, diversos particulados sólidos provenientes da estrutura rochosa na qual o poço está localizado. Para avaliar essa característica, duas curvas de vazão e perda de carga foram levantadas para uma mesma abertura da válvula. No primeiro experimento utilizou-se o filtro já existente na linha, enquanto que no segundo experimento este mesmo filtro foi retirado. Depois do filtro ser retirado esperou-se um determinado tempo para que os depósitos de impurezas presentes na água se formassem e o experimento pudesse ser iniciado. As curvas proveniente desses dois experimentos, são apresentados no gráfico da Figura (5.13). Observando-o é possível perceber a influência que a formação de depósito têm sobre o valor de  $K_v$  nesta abertura. Na Figura (5.12) percebe-se que o depósito de impurezas ocorre na folga existente entre a parte roscada do êmbolo e a parede do corpo central. Este depósito, além de bloquear o escoamento que atravessava a folga entre as duas superfícies, também reduz a área de passagem do fluido entre os filetes de rosca

do êmbolo, fazendo com que a perda de carga aumente. A formação de depósito só era identificada na parte roscada do êmbolo que já estivesse contida no corpo central, ou seja, quando o curso do êmbolo se encontrava na região 2, especificado anteriormente. Na região 1 não se observou qualquer formação de depósito. Retornando aos dados apresentados na Figura (5.13), a perda de carga imposta por estes depósitos fez com que o valor de  $K_v$  sofresse uma queda de 4,1% em relação ao seu valor original. Obviamente, quanto maior a taxa de impurezas presente no escoamento, maior será o depósito e maior será a perda de carga proveniente deste. Para que o depósito fosse retirado no final do experimento, era necessário apenas modificar o curso do êmbolo de forma que o próprio escoamento se encarregava do processo.

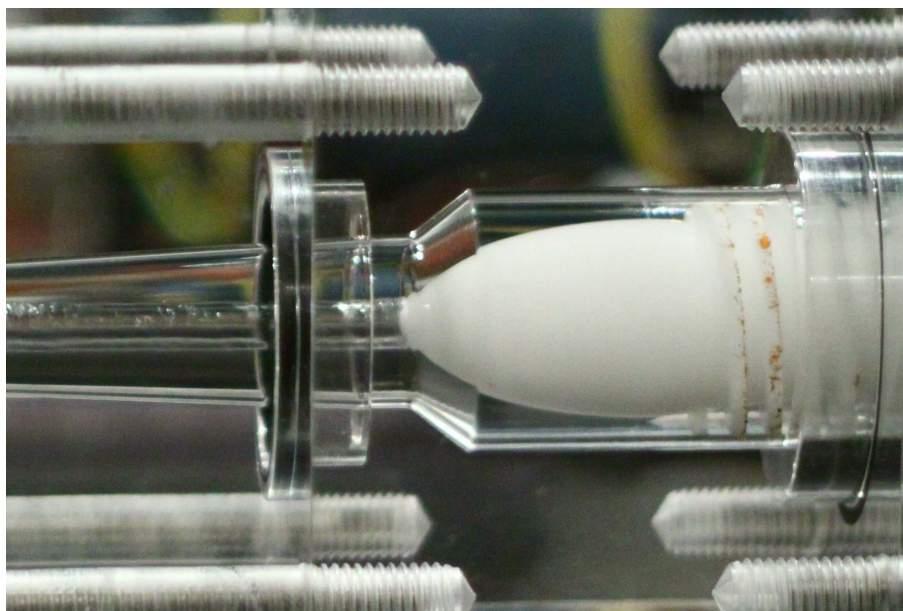


Figura 5.12: Formação depósito na parte roscada do êmbolo.

A relação entre vazão e a perda de carga gerada pela válvula também pode ser avaliada adimensionalmente. Desta forma, caso a geometria da válvula seja modificada proporcionalmente a uma escala, essa avaliação continuará sendo válida para a estimativa da perda de carga. A adimensionalização da perda de carga pode ser feita de diversas formas. Neste caso, esta foi feita através da equação de Euler, resultando no termo  $\Delta P / (\frac{1}{2}\rho U^2)$ . Sendo assim, construiu-se um gráfico da perda de carga adimensional contra o número de Reynolds ( $Re = UD/\nu$ ). A velocidade média do escoamento, que será



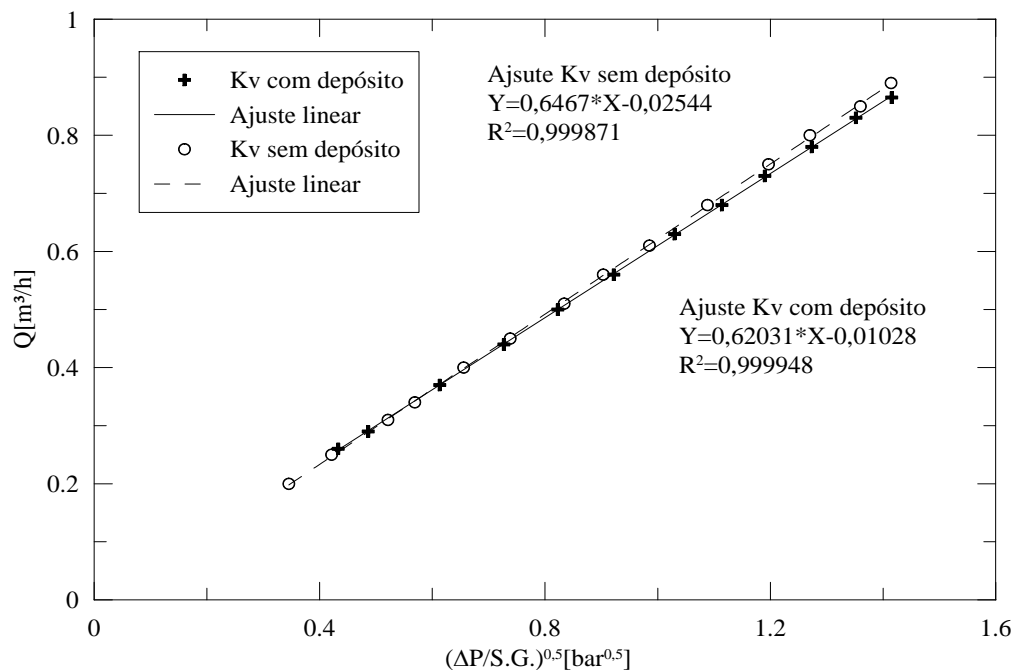


Figura 5.13: Curvas de vazão em função da perda de carga com e sem a presença de depósitos na parte rosca do êmbolo.

utilizada tanto para o cálculo de  $Re$  quanto para adimensionalizar a perda de carga, foi calculada dividindo a vazão do escoamento pela área da tubulação na qual o medidor de vazão está acoplado, que neste caso possui 1" (25,4mm) de diâmetro. Os mesmos dados utilizados para o cálculo de  $K_v$  foram utilizados para o cálculo da perda de carga adimensionalizada e do número de Reynolds. O gráfico resultante destes dados se encontra na Figura (5.14). Construiu-se este gráfico apenas com os dados provenientes da provável região de operação da válvula, ou seja, regiões 1 e 2. Cada curva apresentada no gráfico representa os dados para uma determinada abertura. Logo, assim como no gráfico de  $K_v$  na Figura (5.8), percebe-se claramente que conforme aumenta-se o curso do êmbolo, diminui-se a perda de carga gerada pela válvula. No entanto, as duas regiões na qual caracterizou-se a faixa de operação da válvula não podem ser distinguidas facilmente quanto no gráfico de  $K_v$ .

Uma característica interessante de ser comentada sobre este gráfico é a relação existente entre uma determinada perda de carga e o número de Reynolds. Construindo uma curva com valores de perda de carga iguais (a qual poderíamos chamar de isobárica)

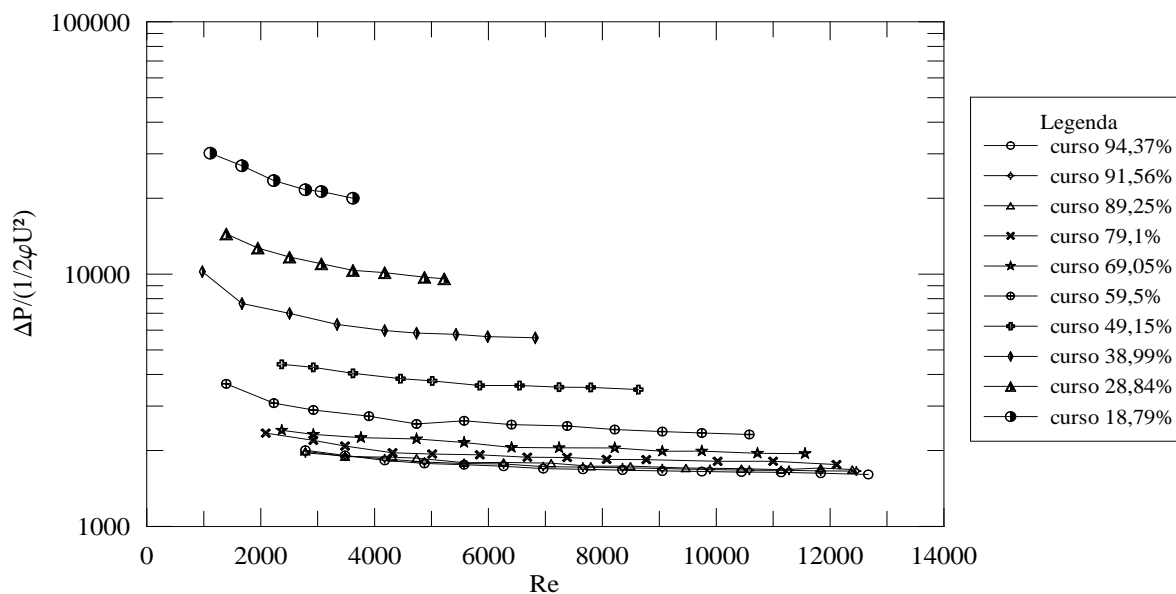


Figura 5.14: Gráfico adimensional da perda de carga da válvula ciclônica.

para diferentes aberturas, conclui-se que esta curva é regida por uma lei de potência. Isso pode ser observado no gráfico da Figura (5.15), onde é apresentado a curva corresponde às perdas de cargas de 1 *bar* e 1,41 *bar*. Cada ponto presente em cada uma dessas duas curvas corresponde a uma determinada abertura da válvula. Sendo assim, apenas para fins ilustrativos, apresenta-se na Figura (5.16) o que seria um gráfico global para este tipo de adimensionalização dos dados.

Todos os dados apresentados até o momento são relativos aos experimentos realizados com a válvula ciclônica com passo de 5 *mm*. O mesmo estudo foi feito para a válvula de 8 *mm*. Embora a incorreta usinagem dessa válvula tenha comprometido os experimentos com a técnica ALD, os dados de perda de carga foram obtidos. Nas Figuras (5.17) e (5.18) apresenta-se, respectivamente, os gráficos de  $K_v$  ao longo do curso da válvula e o gráfico da perda de carga adimensionalizado.

O êmbolo da válvula com passo de 8 *mm* possui a metade do curso da válvula com passo de 5 *mm* (devido, novamente, ao problema com a usinagem). Por isso, apenas uma região com comportamento linear é vista no gráfico de  $K_v$ , a qual corresponderia a região 2 do gráfico apresentado anteriormente. Percebe-se também que a válvula com 8 *mm* de passo apresenta uma perda de carga menor em relação a de 5 *mm*. O valor máximo de

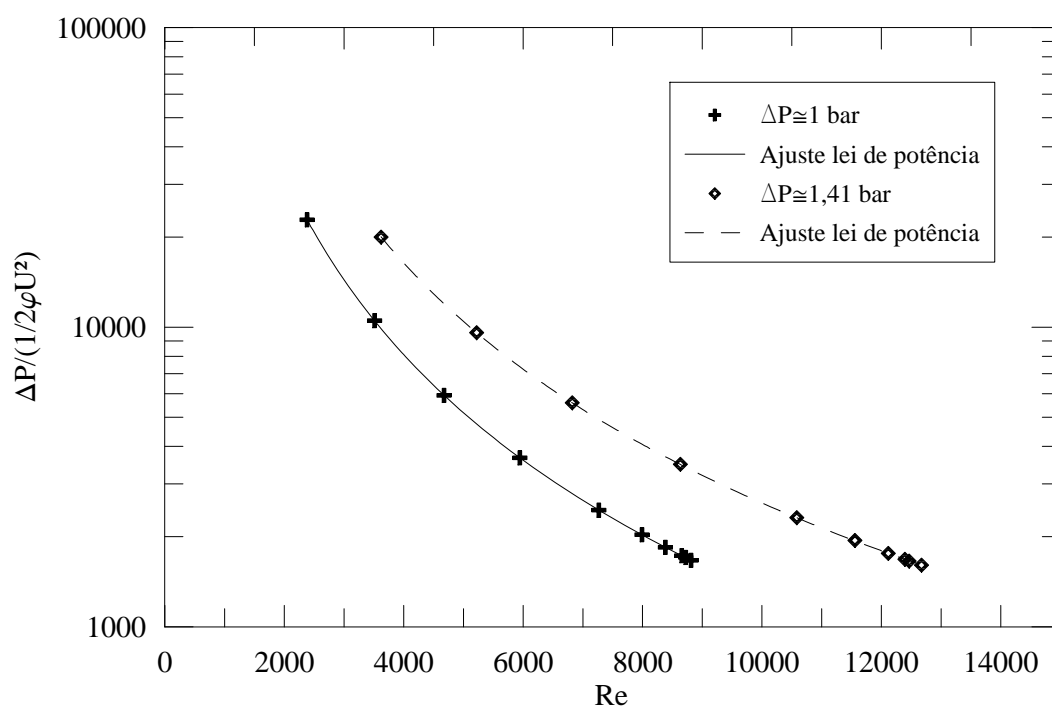


Figura 5.15: Gráfico adimensional da perda de carga da válvula ciclônica.

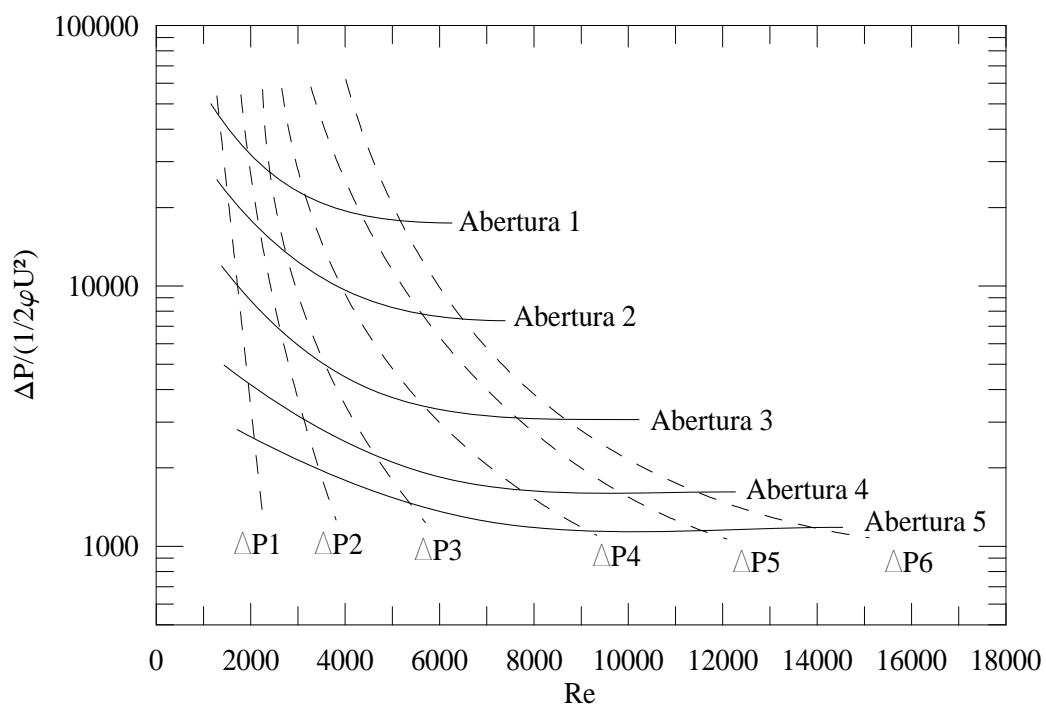


Figura 5.16: Gráfico global para perda de carga adimensionalizada.

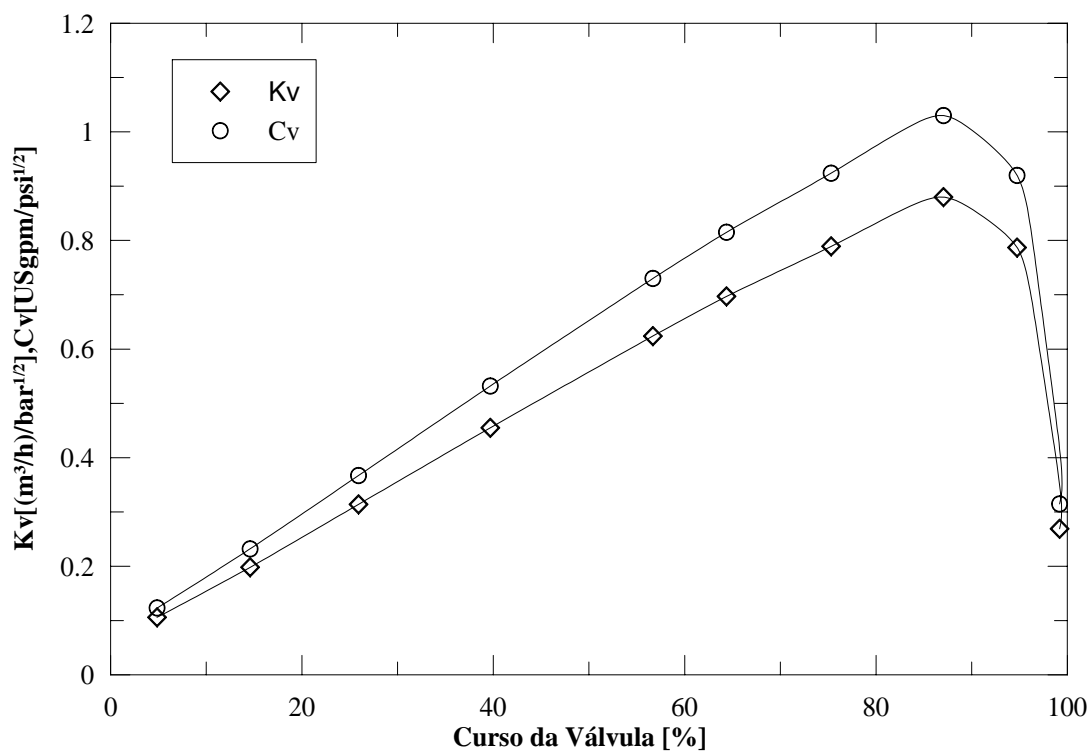


Figura 5.17: Gráfico de  $K_v$  ao longo do curso do êmbolo para a válvula com passo de 8mm.

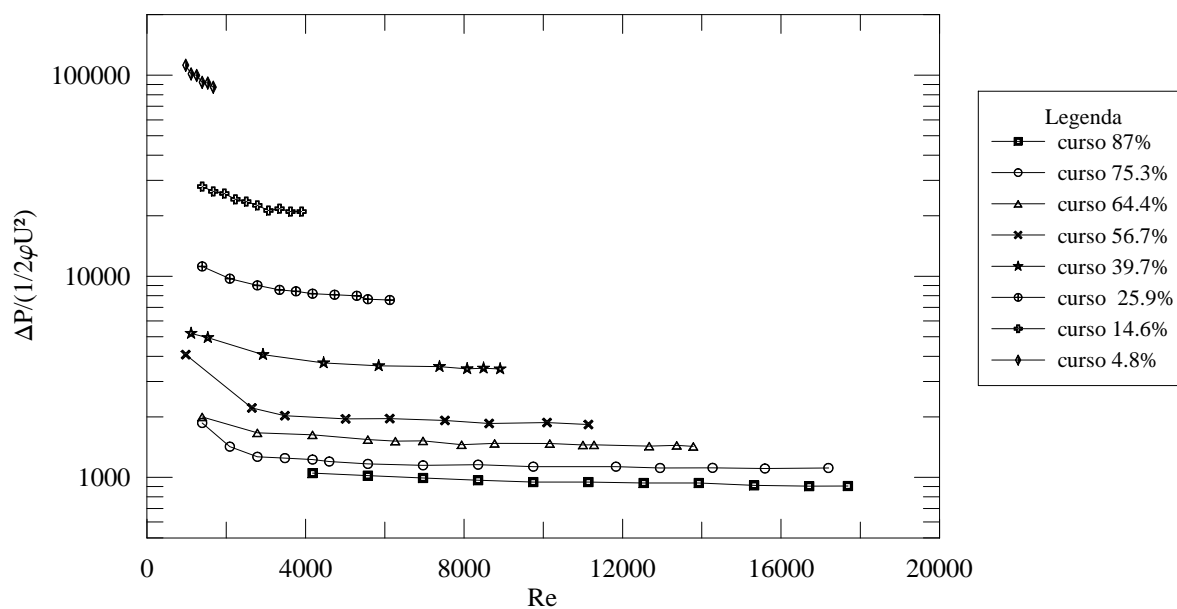


Figura 5.18: Gráfico adimensional da perda de carga da válvula ciclônica com passo de 8mm.

$K_v$  neste caso é de  $0,88 (m^3/h) / bar^{1/2}$ , 32% maior que no caso anterior em que o valor máximo de  $K_v$  é  $0,663 (m^3/h) / bar^{1/2}$ . Essa variação no valor de  $K_v$  pode ser explicada pela geometria da rosca utilizada nas duas válvulas. Um passo de rosca menor, resulta em um maior número de filetes existentes em um determinado comprimento. Como o escoamento é forçado a atravessar um número maior de filetes, maior é a perda de carga imposta ao fluido. Além disso, o ângulo desses filetes também será maior e, conseqüentemente, maior será a quantidade de movimento direcionada para a componente tangencial do escoamento. Portanto, quanto maior o passo da parte roscada do êmbolo, menor será a perda de carga que esta gera no escoamento. Em compensação, o efeito ciclônico gerado pela rosca e responsável por aglutinar as partículas da fase dispersa no núcleo também será menor, podendo comprometer o objetivo pela qual a válvula foi projetada: evitar a formação de emulsão.

### 5.3 Caracterização do Escoamento

O escoamento no interior da válvula ciclônica foi caracterizado através dos perfis de velocidade média e intensidade turbulenta. A região de medição concentrou-se no cone da válvula, onde quatro planos de medição foram escolhidos. Estes quatro planos correspondem às seções transversais do cone com raios correspondentes a  $7,5 \text{ mm}$ ,  $8,5 \text{ mm}$ ,  $10,5 \text{ mm}$  e  $11,5 \text{ mm}$ . Em cada um desses planos, mediram-se os perfis de velocidade axial e tangencial, intensidade turbulenta axial e tangencial, com condições de vazão e abertura da válvula diferentes. O primeiro experimento foi realizado com a abertura máxima da válvula, ou seja, o ponto de maior  $K_v$  da válvula, onde o êmbolo se encontrava com 94,37% de seu curso total. A vazão escolhida foi de  $0,83 \text{ m}^3/h$ , pois acima desse valor a válvula começava a sofrer cavitação, formando um núcleo gasoso no interior do cone. Essa condição não é desejada durante a medição, pois a técnica ALD não é capaz de medir a velocidade das duas fases do escoamento. A interface entre as duas fases é extremamente irregular, fazendo com que os dois lasers incidentes sejam refletidos e refratados em diversas direções.

Na Figura (5.19) apresenta-se o gráfico da velocidade axial das quatro estações

de medição na condição citada. Como pode ser observado, praticamente toda a quantidade de movimento dos perfis apresentados neste gráfico é positiva, diferentemente do que ocorre em um hidrociclone. Neste, o escoamento ciclônico assume sua característica naturalmente, onde o fluido presente no núcleo do cone escoava no sentido contrário do escoamento principal. No caso da válvula, como existe apenas uma saída pela qual o escoamento pode fluir, todo o escoamento é direcionado para esta, impedindo o fluxo natural do escoamento ciclônico. Os perfis medidos refletem muito bem isso. A maior parte da quantidade de movimento está concentrada na periferia do cone, enquanto que no núcleo, devido à tendência do escoamento ciclônico seguir um sentido contrário, a quantidade de movimento é apenas uma fração desta. Nos perfis mais próximos à entrada do cone (raio  $11,5\text{ mm}$  e  $10,5\text{ mm}$ ) distingui-se na região central, três picos de velocidades. Conforme o escoamento vai caminhando para o final do cone (raios  $8,5\text{ mm}$  e  $7,5\text{ mm}$ ), percebe-se que apenas um pico de velocidade se encontra na região central do núcleo. Pelo fato das áreas das seções diminuírem ao longo do comprimento do cone, por conservação de massa, o escoamento é acelerado. Isso é facilmente observado no gráfico da Figura (5.19), onde essa aceleração ocorre principalmente na periferia do escoamento. Sendo assim, conforme a região periférica do escoamento ganha uma maior quantidade de movimento, esta engloba os dois picos (de velocidade) laterais da região central, fazendo com que apenas um pico de velocidade reste no centro do perfil da seção com raio de  $7,5\text{ mm}$ .

Ainda no mesmo gráfico, é possível observar que os perfis de velocidade não são simétricos, apresentando um déficit de quantidade de movimento do lado direito em relação ao lado esquerdo do perfil. Isso pode ser explicado através de um pequeno desalinhamento entre o cone e o êmbolo da válvula gerado durante a usinagem destes. Esse desalinhamento provoca uma pequena região de recirculação dentro do cone, observada no perfil da seção com raio de  $11,5\text{ mm}$ , onde parte do perfil (entre os pontos dos raios  $5$  e  $7\text{ mm}$ ) possui velocidades negativas. Essa pequena região de recirculação é responsabilizada pela assimetria dos perfis de velocidade.

O gráfico contendo os perfis de velocidade tangenciais são apresentados na Figura (5.20). Os perfis foram obtidos nas mesmas seções e condições de vazão e abertura da válvula utilizadas para a medição dos perfis de velocidade axial. Observando o gráfico,

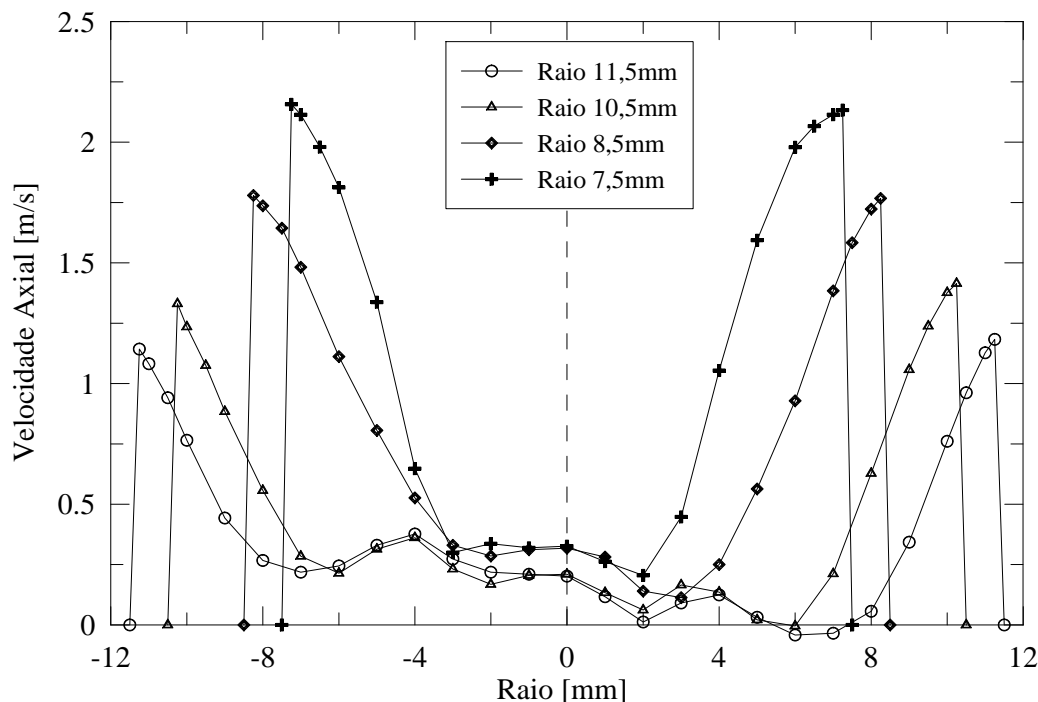


Figura 5.19: Perfis de velocidade axial nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,83 \text{ m}^3/h$  de vazão.

percebe-se que o centro de rotação do escoamento está ligeiramente desalinhado com o centro do cone ( $< 1 \text{ mm}$ ). Esse desalinhamento pode ser explicado, novamente, pela assimetria do escoamento axial provocado pela pequena região de recirculação citada. Apesar disso, os perfis de velocidade tangencial apresentam uma boa simetria e comportamento muito parecido ao observado nos hidrociclones. Todos os perfis medidos, independente do raio de seção, apresentam os picos de velocidade na mesma posição (próximos aos raios de  $-4$  e  $4 \text{ mm}$ ) e com, praticamente, a mesma intensidade. Esse fenômeno é idêntico ao observado nos dados de Marins [27] em um hidrociclone. Conforme o escoamento flui através do cone, a quantidade de movimento angular na periferia do cone é transferida para o escoamento axial, o que explica o fato da maior parte da aceleração do escoamento axial ocorrer na periferia. Os picos de velocidade do perfil tangencial não sofrem, praticamente, qualquer alteração em sua intensidade, mais um motivo pelo qual o escoamento axial no centro do cone não sofre grandes acelerações ao longo do comprimento do cone. É possível concluir então que a transferência de energia do escoamento tangencial para o

axial ocorra somente, ou principalmente, através da periferia do escoamento.

Outro fato a ser comentado é a região com variação linear da velocidade no centro dos perfis. Essa descontinuidade da velocidade nos perfis de velocidade tangencial não é observado nos dados de hidrociclones e pode ser interpretada como sendo a esteira gerada pela ogiva localizada na parte frontal do êmbolo, a qual não existe nos hidrociclones.

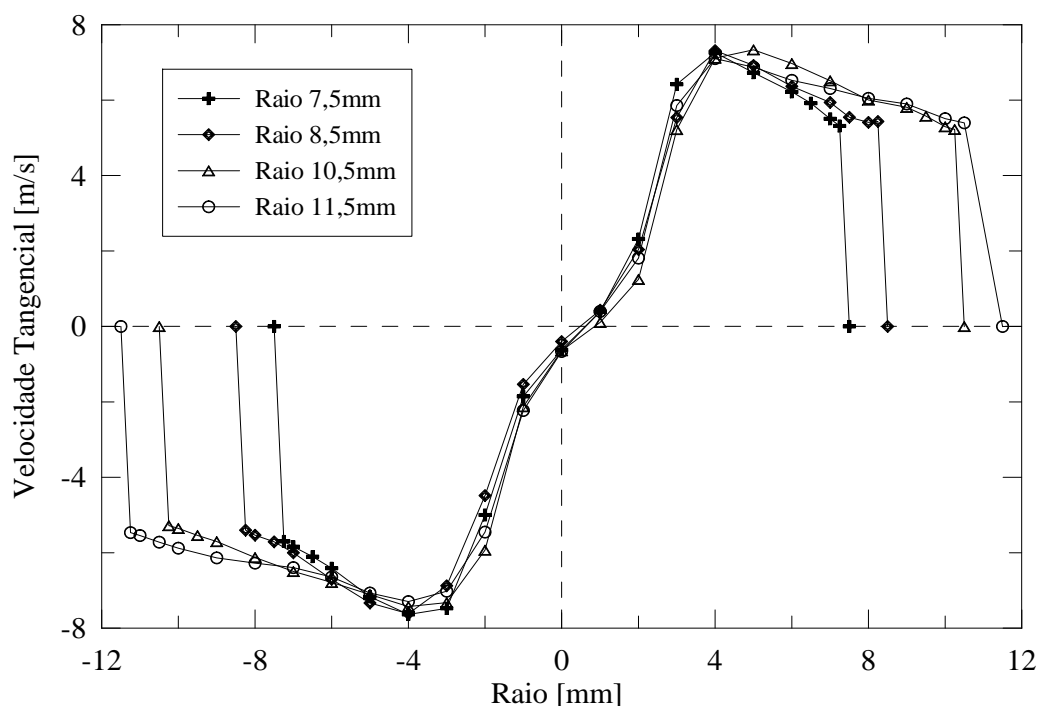


Figura 5.20: Perfis de velocidade tangenciais nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,83 \text{ m}^3/\text{h}$  de vazão.

Através dos dados de velocidade tangencial é possível calcular a aceleração centrípeta ( $a_{cp}$ ) a qual o fluido está submetido. Basta utilizar a relação  $a_{cp} = U_{tang}^2/r$  para obter o perfil dessa aceleração para cada estação de medição em que a velocidade tangencial foi medida. Esses perfis são apresentados no gráfico da Figura (5.21). As regiões com maior aceleração centrípeta encontram-se próximas ou no mesmo ponto em que os picos de velocidade tangencial se encontram. Próximas ao centro do cone e da periferia o valor da aceleração cai bruscamente. O único ponto no qual não é possível calcular esta aceleração, é no centro da seção, onde o raio é zero e o valor da aceleração não pode ser determinado. No ponto de maior aceleração (nesta condição de vazão e abertura



da válvula) o escoamento é capaz de atingir incríveis  $1860 g$ 's, onde  $g$  é a aceleração da gravidade. Vale ressaltar, que este valor é obtido para uma vazão pequena, menor que  $1 m^3/h$ . Estes altos valores são obtidos principalmente por causa do pequeno raio de rotação do escoamento (máximo de  $12,5 mm$ ) e também pelo pequeno passo da rosca, que faz com que boa parte da quantidade de movimento seja deslocada para a componente tangencial do escoamento. Como a aceleração é calculada através do quadrado da velocidade tangencial, as pequenas variações de intensidade dessa velocidade entre os dois picos são amplificadas, fazendo com que os dois picos de aceleração centrípeta possuam intensidades diferentes.

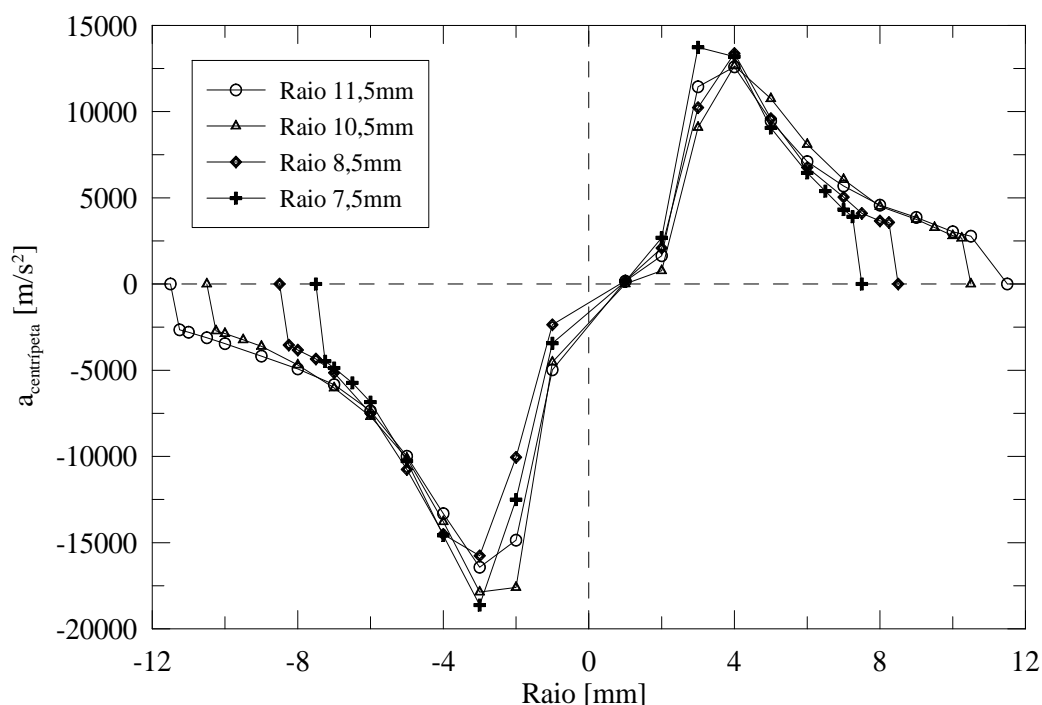


Figura 5.21: Perfis de aceleração centrípeta nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,83 m^3/h$  de vazão.

Nas Figuras (5.22) e (5.23) são apresentados, respectivamente, os gráficos do valor quadrático médio das flutuações da velocidade axial e tangencial ( $u'_{axial,rms}$  e  $u'_{tang,rms}$ ), as quais podemos interpretar como sendo a intensidade turbulenta de uma determinada região. Quanto maior o valor de  $u'_{rms}$  em um ponto, maior é a turbulência existente nesse ponto. A Equação (5.8) apresenta o cálculo que deve ser feito para a determinação de

$u'_{rms}$ :

$$u'_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}}, \quad (5.8)$$

onde  $\overline{u'^2}$  é a média do quadrado da flutuação de velocidade ( $u'$ ), lembrando que a média da flutuação da velocidade é sempre zero.

Voltando aos gráficos, nos dois casos a maior intensidade turbulenta é encontrada no centro do escoamento ciclônico. Analisando primeiramente o escoamento axial (gráfico da Figuras (5.22)), a intensidade turbulenta neste caso é caracterizada por um pico central e outros dois na periferia do perfil, decorrentes de alto gradiente de velocidade nessa região. No mesmo gráfico, observa-se também o aumento da intensidade turbulenta ao longo do comprimento do cone, uma vez que o escoamento é acelerado, favorecendo, novamente, maiores gradientes de velocidade e taxas de cisalhamento no interior do escoamento. Uma boa simetria e um bom alinhamento dos dados são observados neste caso, com os valores máximos de  $u'_{axial,rms}$  presentes exatamente no centro do cone.

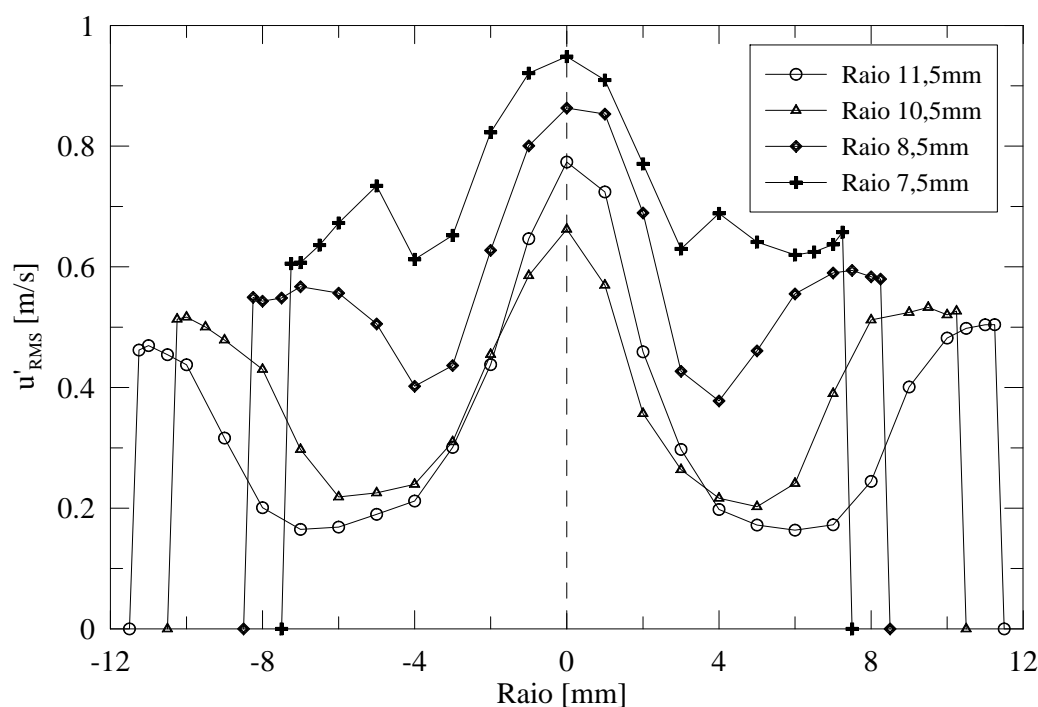


Figura 5.22: Perfis de  $u'_{rms}$  da componente axial da velocidade nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,83 \text{ m}^3/\text{h}$  de vazão.

No caso do escoamento tangencial, o fato da maior intensidade turbulenta estar localizada no centro do perfil é previsível, uma vez que espera-se que as maiores taxas de cisalhamento do fluido ocorram perto do centro. Os extremos da região de descontinuidade do perfil de velocidade tangencial (em torno dos raios de  $-2$  e  $2$  mm) também apresentam alguma contribuição na intensidade turbulenta. Exatamente nesses pontos aparecem dois picos de intensidade turbulenta não esperados. Diferentemente dos dados de  $u'_{axial,rms}$ , os dados de  $u'_{tang,rms}$  apresentam, novamente, uma assimetria em relação ao centro do cone.

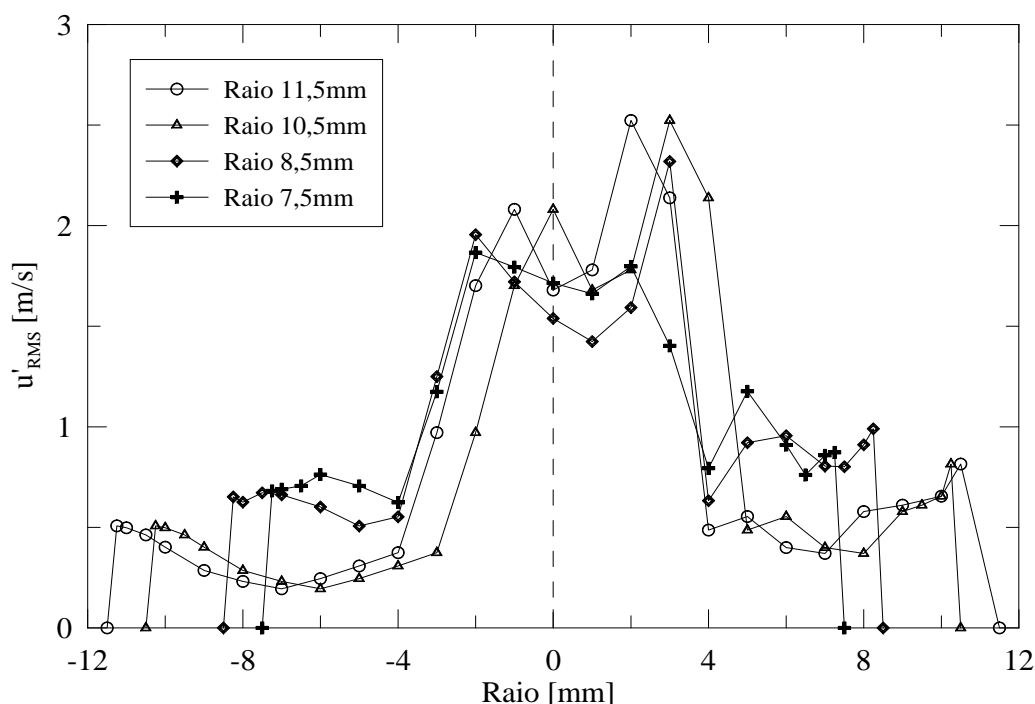


Figura 5.23: Perfis de  $u'_{rms}$  da componente tangencial da velocidade nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,83 \text{ m}^3/h$  de vazão.

Os mesmos gráficos foram construídos para outra condição do sistema, com o intuito de comparar os dados de velocidade e intensidade turbulenta. Sendo assim, a vazão do sistema utilizada foi de  $0,5 \text{ m}^3/h$ , menor que a vazão anterior, mas com a mesma abertura da válvula em que o valor de  $K_v$  é máximo. Nas Figuras (5.24) e (5.25) são apresentados, então, os gráficos relativos às velocidades axiais e tangenciais, respectivamente, para as mesmas quatro estações de medições já explicitadas. Comparando-se esses resultados com os apresentados anteriormente, nota-se uma grande semelhança qualita-

tiva entre eles, uma vez que, como esperado, a intensidades das velocidades é menor neste caso. Além disso, percebe-se que a região de recirculação observada no perfil de velocidade axial para a vazão de  $0,83 \text{ m}^3/h$  não é formada neste caso, onde toda a quantidade movimento é positiva e direcionada para a saída da válvula. Mas ainda assim, ainda existe uma pequena assimetria, decorrente de um provável desalinhamento do êmbolo com o cone.

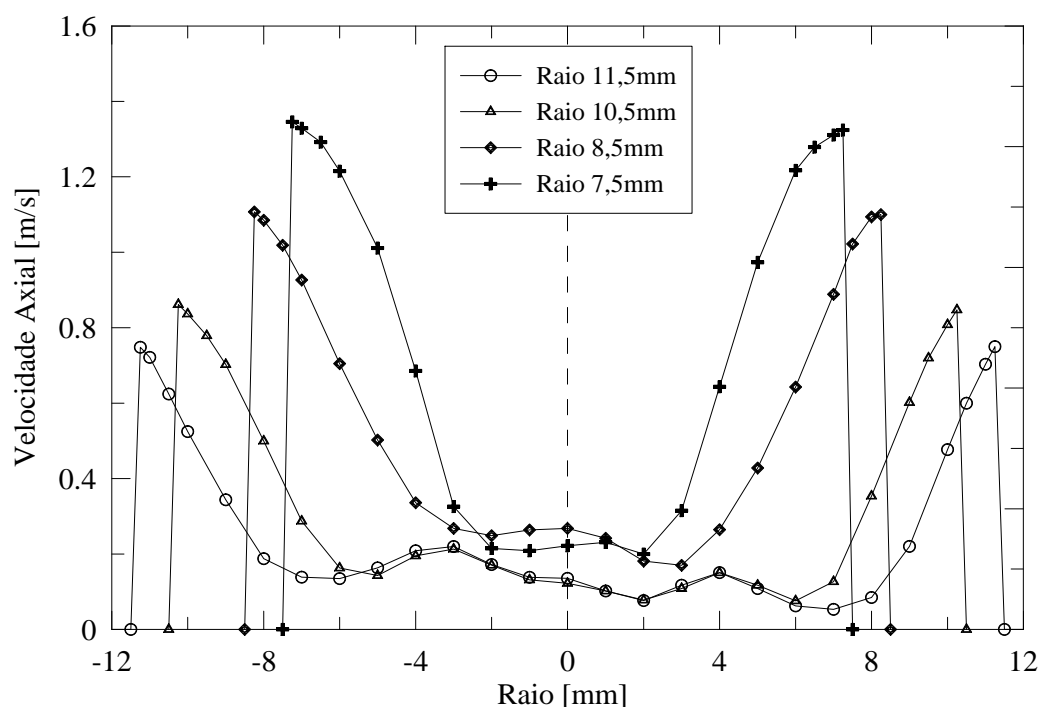


Figura 5.24: Perfis de velocidade axiais nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,5 \text{ m}^3/h$  de vazão.

As mesmas características do escoamento tangencial observadas na primeira condição de medição, são válidas para esta nova condição. Algumas pequenas diferenças podem ser notadas. Entre elas é possível citar a região de descontinuidade no centro do perfil, que apresenta uma leve variação ao longo do comprimento do cone. Além disso, o centro de rotação do escoamento se encontra um pouco mais deslocado em relação ao centro do cone (cerca de  $1 \text{ mm}$ ) do que na condição de vazão anterior. Os dois picos de velocidade também não se encontram em pontos de raios simétricos, como no caso anterior, em que eles eram observados nos raios  $-4$  e  $4 \text{ mm}$ . Nessa condição, os dois picos

se encontram nos raios de  $-3$  e  $5$  mm, ou seja, foram deslocados em  $1$  mm para a direita.

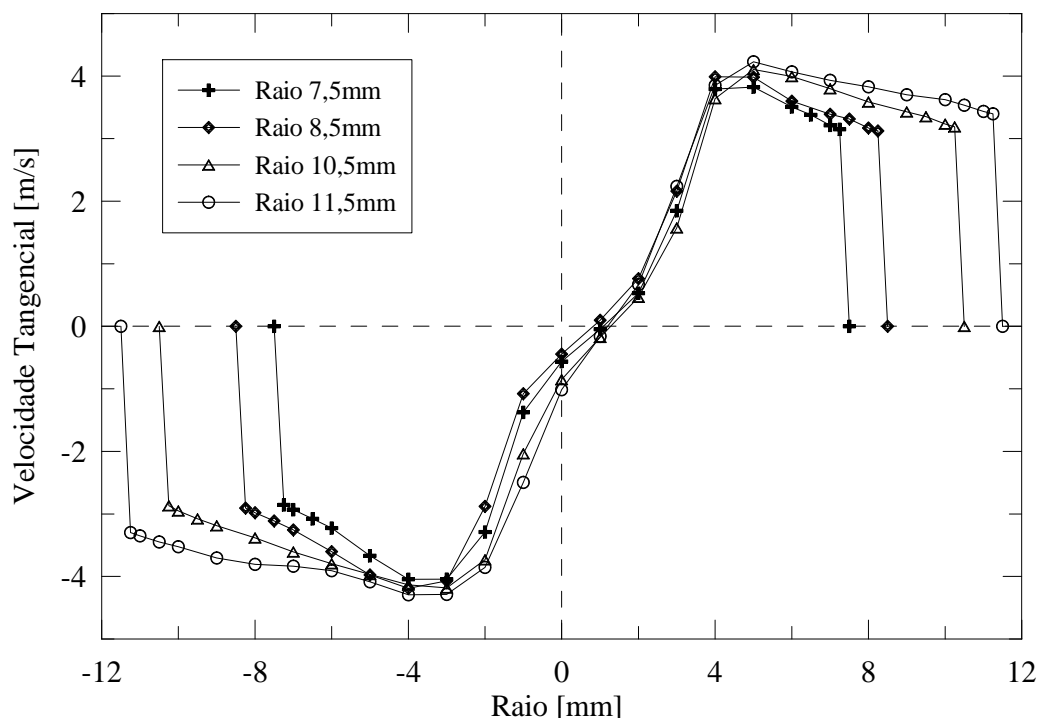


Figura 5.25: Perfis de velocidade tangenciais nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,5$   $m^3/h$  de vazão.

Com relação aos dados de aceleração centrípeta (gráfico da Figura (5.26)), intensidade turbulenta do escoamento axial (gráfico da Figura (5.27) e intensidade turbulenta do escoamento tangencial (gráfico da Figura (5.28)), não é possível observar qualquer característica além das que já foram apresentadas para os dados da primeira condição experimental. No entanto, é possível validar a Equação (2.20) relacionada a taxa de dissipação por unidade de massa. A intensidade turbulenta de um escoamento é diretamente proporcional à sua taxa de dissipação  $\epsilon$ . Sendo assim, se a vazão de um sistema cai, espera-se que o valor de  $\epsilon$  sofra uma queda e, conseqüentemente, a intensidade turbulenta também. Isso pode ser observado comparando-se os dados de  $u'_{axial,rms}$  e  $u'_{tang,rms}$  para as duas condições de vazão, onde percebe-se claramente a queda desses valores para a condição de menor vazão.

Deve se ter em mente que os perfis de velocidade e intensidade turbulenta medidos neste trabalho referem-se a um escoamento monofásico, diferentemente do escoamento

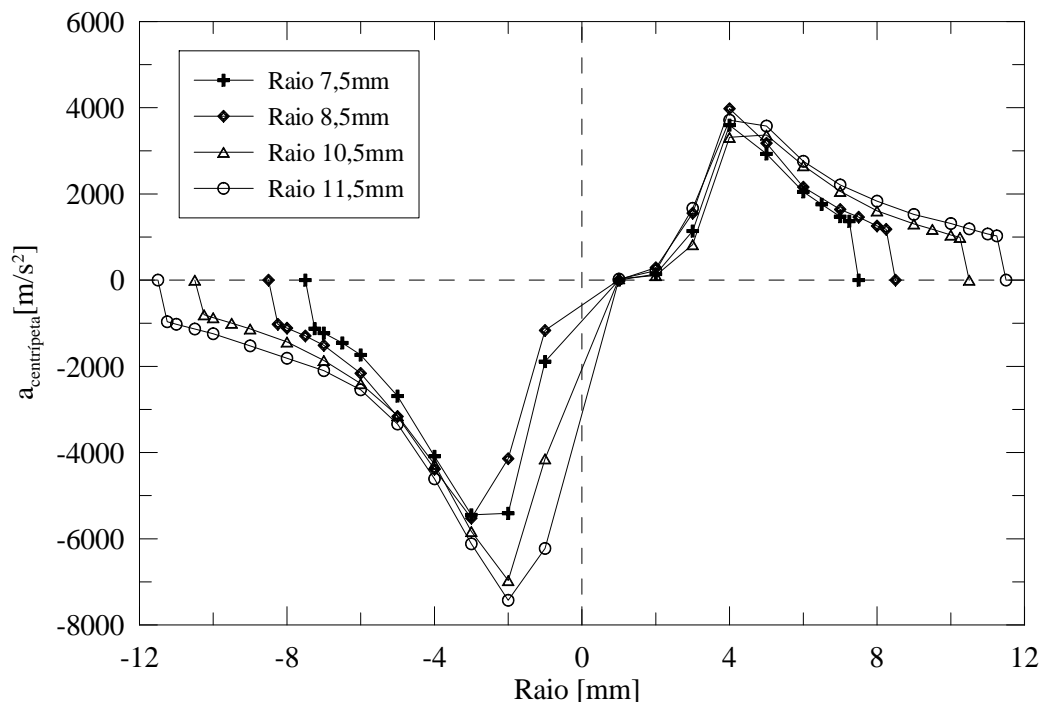


Figura 5.26: Perfis de aceleração centrípeta nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,5 \text{ m}^3/\text{h}$  de vazão.

bifásico que espera-se existir no emprego desta válvula. No escoamento bifásico, espera-se que exista uma maior concentração da fase dispersa no núcleo do cone, região onde as gotas são coalescidas. Mesmo com as técnicas ópticas não intrusivas apresentadas, não é possível medir o campo de velocidade das duas fases distintas e, portanto, a interação entre as duas fases na interface entre elas não pode ser quantificada. Tanto na técnica ALD quanto no VIP, os lasers seriam refletidos e refratados em diversas direções. No caso do ALD, o sinal característico da técnica sofreria a interferência de ruídos provenientes dessas reflexões e refrações, resultando em dados não confiáveis. No caso do VIP, as reflexões na região próxima a interface seriam muito intensas e as partículas contidas nesta região seriam ofuscadas, comprometendo o cálculo realizado pelo computador e, conseqüentemente, o resultado obtido.

O ensaio com escoamento monofásico é conveniente para compreender o escoamento existente no objeto de estudo e identificar as regiões com maior intensidade turbulenta. Essas regiões apresentam maiores valores de  $\overline{u'^2}$ , resultando em maiores valores de

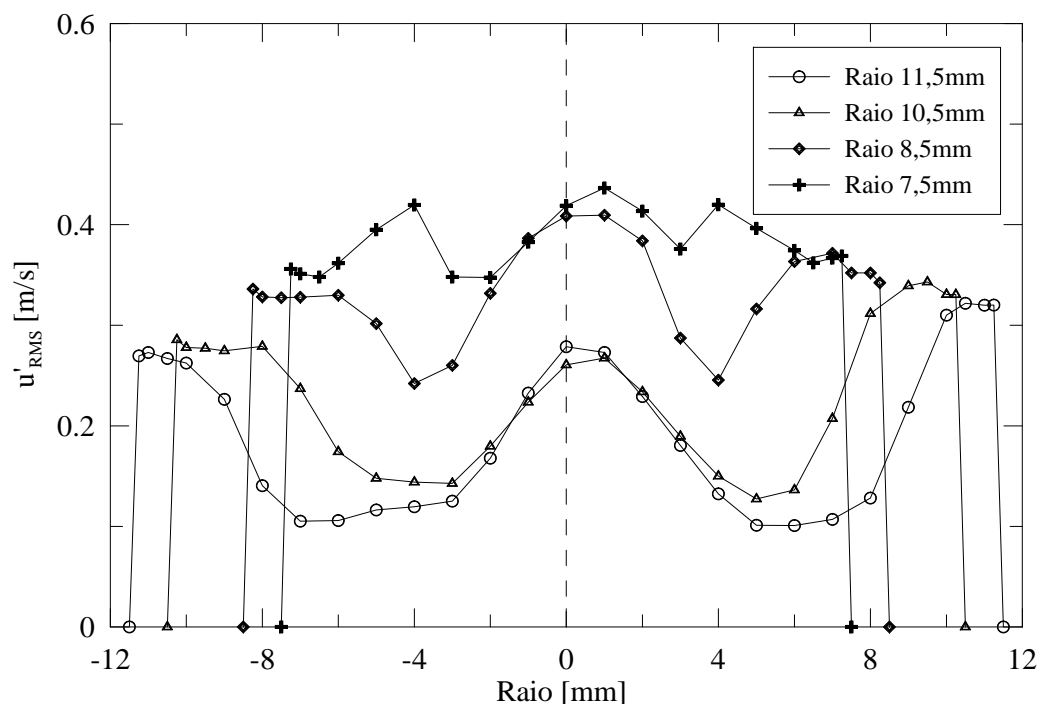


Figura 5.27: Perfis de  $u'_{rms}$  da componente axial da velocidade nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,5 \text{ m}^3/h$  de vazão.

tensão de cisalhamento ( $\tau_C$ ) e, conseqüentemente, maiores chances de uma determinada gota ser quebrada. Sendo assim, observando os dois gráficos de  $u'_{rms}$  é possível concluir que a região com maiores valores de tensão de cisalhamento se encontra exatamente no centro de rotação do escoamento. Apesar de existirem picos de  $\overline{u'^2}$  na periferia do escoamento axial, a intensidade deste é muito inferior à do pico existente no centro do escoamento tangencial. Essa informação é contraditória pois espera-se que a coalescência das gotas da fase dispersa ocorram exatamente no centro de rotação do escoamento, o mesmo local onde espera-se existir as maiores tensões de cisalhamento capazes de quebrar as gotas. Vankova[45] afirma que a formação de emulsões em um escoamento se dá através da competição dos mecanismos de quebra de gota e coalescência da mesmas. Apesar da alta taxa de turbulência nessa região promover maiores tensões de cisalhamento, esta também promove um maior número de colisões entre as gotas, favorecendo, também, a coalescência no núcleo. Além disso, uma vez que a coalescência se torna o regime predominante no núcleo, forma-se um núcleo contínuo de fase dispersa no centro do cone. O núcleo da

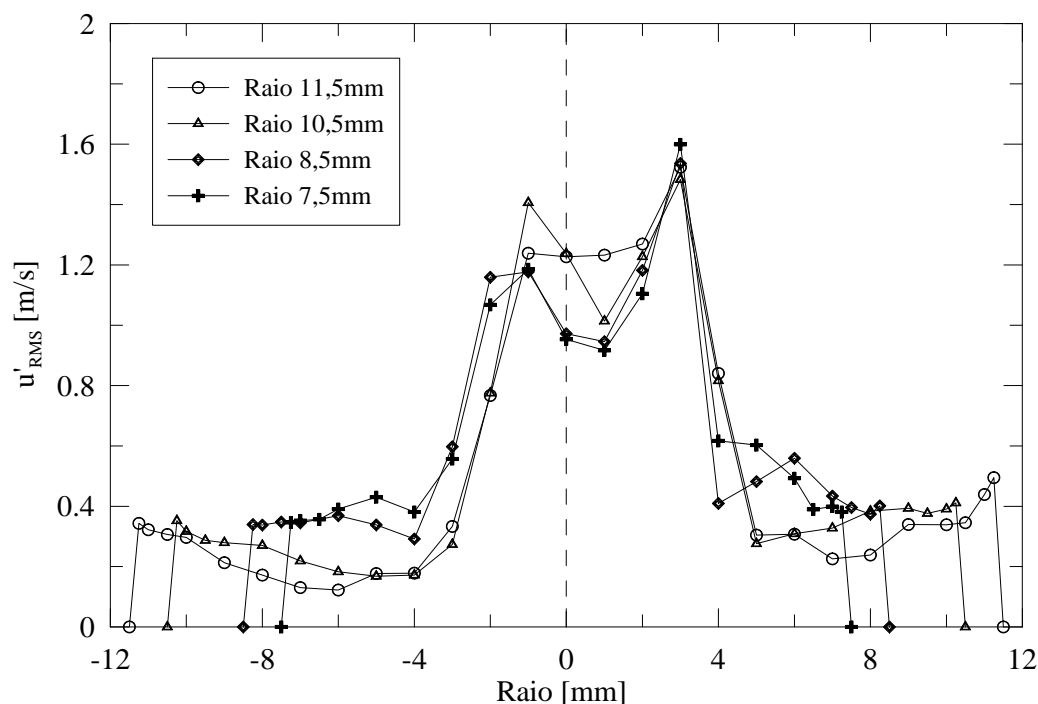


Figura 5.28: Perfis de  $u'_{rms}$  da componente tangencial da velocidade nas quatro estações de medição na condição de máxima abertura da válvula e  $0,5 \text{ m}^3/h$  de vazão.

fase dispersa irá ocupar exatamente a região de maior intensidade turbulenta existente no escoamento monofásico. Quando isso ocorre, espera-se que o ponto de maior intensidade turbulenta ocorra na interface das duas fases, embora com uma intensidade menor que a observada no escoamento monofásico. Infelizmente, com as técnicas mencionadas não é possível avaliar o escoamento com a presença das duas fases.

## 5.4 Análise de Incertezas

A quantificação das incertezas associadas à medição é de extrema importância para um trabalho experimental. Defini-se a análise de incerteza como o procedimento de estimativa para os erros existentes em uma medição. Os erros são divididos em duas categorias: erros sistemáticos ( $\beta$ ) e erros aleatórios ( $\epsilon_a$ ). Considera-se então, a soma dos dois erros como sendo o erro total de medição ( $\sigma_T$ ), visto na Equação (5.9).



$$\sigma_T = \beta + \epsilon_a \quad (5.9)$$

Os erros sistemáticos são inerentes aos instrumentos de medição utilizados durante o experimento. Devido a isso são considerados erros fixos ou viciados, pois mesmo que o experimento seja repetido diversas vezes o erro sistemático será o mesmo, a não ser que as condições ambientais durante o experimento e o instrumento de medição utilizado sejam diferentes em cada medição.

Os erros aleatórios, diferentemente dos erros sistemáticos, são erros inerentes à medição realizada e, independente da repetibilidade do experimento, nunca se repetem. O erro aleatório está associado à estatística dos dados, através do desvio padrão, da média e do número de amostra.

Na maior parte das vezes as medições não fornecem diretamente a grandeza desejada ou de interesse, mas sim uma grandeza a partir da qual estas podem ser obtidas através de fórmulas que as relacionem. Para que os erros concernentes às grandezas desejadas sejam calculados, é necessário propagar os erros das grandezas medidas, ou primárias. Os dois tipos de erros, sistemático e aleatório, apresentam expressões diferentes para a propagação destes mesmo, as quais as respectivas relações são apresentadas nas Equações (5.10) e (5.11). Nestas equações,  $\beta_p$  e  $\epsilon_p$  são os erros propagados da grandesa  $p$  desejada, a qual é representada por uma função  $f$  dependente das grandezas primárias  $g_i$ , ou seja,  $p = f(g_1, g_2, \dots, g_n)$ .  $\beta_{g_i}$  e  $\epsilon_{g_i}$  são, respectivamente, os erros sistemáticos e aleatórios da da grandesa  $g_i$ .

$$\beta_p = \frac{\partial f}{\partial g_1} \beta_{g_1} + \frac{\partial f}{\partial g_2} \beta_{g_2} + \dots + \frac{\partial f}{\partial g_n} \beta_{g_n} \quad (5.10)$$

$$\epsilon_p = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial g_1} \epsilon_{g_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial g_2} \epsilon_{g_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial g_n} \epsilon_{g_n}\right)^2} \quad (5.11)$$

Neste experimento, as análises de erro foram divididas em função dos dois principais resultados apresentados: os resultados para caracterização da perda de carga e da caracterização do escoamento.

### 5.4.1 Análise de Incertezas na Caracterização da Perda de Carga

Para a caracterização da perda de carga da válvula utilizou-se os dados provenientes dos transmissores de pressão e medidor de vazão eletromagnético. Como esses equipamentos não estavam conectados ao computador, não foi possível coletar dados instantâneos dessas duas grandezas ao longo dos experimentos, impedindo que o erro aleatório fosse quantificado. As medições eram realizadas visualmente através dos mostradores digitais dos medidores e anotadas. As medidas, tanto de pressão quanto de vazão, eram muito estáveis, com uma oscilação muito baixa (na maior parte das vezes não sendo captada pelo último algarismo significativo dos mostradores), indicando que os erros aleatórios eram mínimos. Sendo assim, os únicos erros quantificados para essas medições foram os erros sistemáticos fornecidos pelos fabricantes dos dois equipamentos, que são de 0,1% para o transmissor de pressão e 0,34% para o medidor de vazão.

Os valores de  $K_v$  representam o coeficiente angular ( $b$ ) de uma reta ajustada a partir de uma regressão linear dos dados experimentais. O cálculo da incerteza de  $K_v$  se dá através da Equação (5.12), que relaciona os pontos experimentais com a reta ajustada.  $S_{yx}$  é o desvio padrão dos pontos experimentais expresso na Equação (5.13),  $S_y$  e  $S_x$  são, respectivamente, os desvios padrões dos valores das grandezas dependente e independente e  $n_p$  o número de pontos experimentais utilizados na regressão linear. Quanto melhor o ajuste da reta nos dados experimentais menor a incerteza atribuída ao coeficiente linear da reta.

$$\epsilon_b = \frac{S_{yx}}{S_x \sqrt{n_p - 1}} \quad (5.12)$$

onde,

$$S_{yx} = \sqrt{\frac{n_p - 1}{n_p - 2} (S_y^2 - b^2 S_x^2)}. \quad (5.13)$$

Sendo assim, os valores calculados para as incertezas de todos os  $K_v$ 's ao longo do curso do êmbolo são apresentados no gráfico da Figura (5.29). Analisando-o percebe-se

que os erros obtidos são baixos, inferiores a 0,6% na região de operação da válvula. O primeiro e o último pontos possuem erros um pouco acima de 1%.

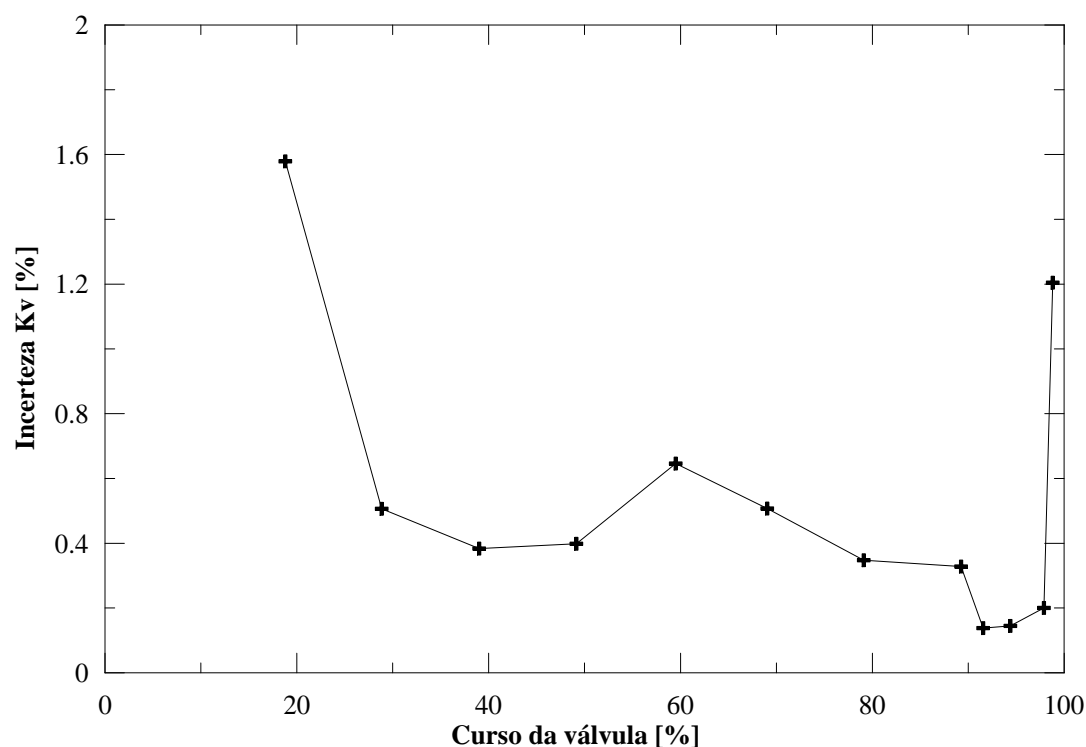


Figura 5.29: Incerteza de todos os valores de  $K_v$ .

#### 5.4.2 Análise de Incertezas na Caracterização do Escoamento

O escoamento no interior da válvula foi caracterizado pela técnica ALD, que não necessita de calibração. No entanto, isso não significa que não exista incertezas associadas aos seus dados. A existência de uma amostra de dados obtidas já acarreta diretamente na existência de um erro aleatório (Equação (5.14)). Os erros sistemáticos da técnica ALD são um pouco mais complicados de serem quantificados, uma vez que estão relacionados com o alinhamento da sonda com a geometria da válvula.

Segundo Freire [16], o erro aleatório associado a medição de velocidade pode ser quantificado através da seguinte expressão:

$$\epsilon_U = \frac{tu'_{rms}}{U\sqrt{N}} \quad (5.14)$$

onde,  $t$  é o valor correspondente a distribuição de t-Student (1,96 neste caso),  $u'_{rms}$  é valor quadrado médio relativo às flutuações da velocidade ( $u'_{rms} = \sqrt{u'^2}$ ),  $U$  é a velocidade média e  $N$  o número de amostras obtidas para o cálculo de  $U$ . O erro aleatório de  $u'_{rms}$  também pode ser quantificado através da expressão apresentada na Equação (5.15)

$$\epsilon_{u'_{rms}} = \frac{t}{\sqrt{2N}} \quad (5.15)$$

Os erros sistemáticos concernentes à velocidade foram calculados através da propagação das incertezas dos índices de refração dos meios e da incerteza do posicionador utilizado para o posicionamento da sonda ALD. Realizando a propagação destas incertezas ao longo de todos os ângulos de refração, obtêm-se os erros sistemáticos para a distância entre as franjas do volume de controle, a qual está diretamente relacionada com a incerteza da velocidade medida, e para a localização do volume de controle no interior da válvula. A propagação destes erros foi realizada através de outro algoritmo escrito, novamente, na plataforma *Mathematica*. Utilizando as mesmas equações empregadas no primeiro algoritmo apresentado, foi possível obter os erros sistemáticos sem grandes esforços. Para a medição da velocidade axial ( $U_{axial}$ ) este erro era constante para qualquer ponto que se desejava medir. No entanto, no caso da velocidade tangencial ( $U_{tang}$ ) os erros sistemáticos não são constantes devido ao efeito de lente provocado pela seção circular do cone. Logo, neste caso, para cada posição da sonda ALD era necessário quantificar o erro sistemático existente no valor da distância entre as franjas. Na Tabela (5.3) apresenta-se, como exemplo, os dados das incertezas sistemáticas e aleatórias para perfil de velocidade na estação de raio 8,5mm para a condição de  $Q = 0,5m^3/h$ .

Para uma melhor visualização desses dados, nas Figuras (5.30) e (5.31) apresenta-se, respectivamente, os gráficos de alguns perfis de velocidade axial e tangencial com as barras de incertezas inseridas nos pontos experimentais. A incerteza apresentada neste caso é a total, ou seja, a soma da incerteza sistemática com a aleatória. Observando os gráficos, percebe-se que as maiores incertezas da velocidade axial se encontram no centro do cone, região esta em que a intensidade das velocidades é menor e a intensidade turbulenta é muito alta. Se analisarmos a Equação (5.14) tendo em mente a condição em que  $U_{axial} < u'_{rms}$  é possível compreender o motivo pelo qual as incertezas são maiores nessa

Tabela 5.3: Tabela de incertezas da velocidade axial na estação de com raio de  $8,5\text{mm}$  para a condição de máxima abertura da válvula e  $Q = 0,5\text{ m}^3/h$ .

<i>Raio</i> [mm]	$U_{axial}$ [m/s]	Incert. Sist.[m/s]	Incert. Aleat.[m/s]	Incert. Total[m/s]
-8,5	0	-	-	-
-8,25	1,107	0,00388	0,00799	0,01187
-8	1,085	0,00380	0,00834	0,01215
-7,5	1,019	0,00357	0,00885	0,01242
-7	0,9264	0,00325	0,00876	0,01201
-6	0,7045	0,00247	0,01052	0,01300
-5	0,5024	0,00176	0,01572	0,01749
-4	0,3359	0,00118	0,01983	0,02101
-3	0,268	0,00094	0,02670	0,02764
-2	0,2486	0,00087	0,03674	0,03762
-1	0,2639	0,00092	0,03318	0,03411
0	0,2678	0,00094	0,03475	0,03570
1	0,242	0,00085	0,03855	0,03940
2	0,1814	0,00064	0,05852	0,05916
3	0,17	0,00060	0,04690	0,04750
4	0,2644	0,00093	0,02563	0,02656
5	0,4279	0,00150	0,02017	0,02167
6	0,6431	0,00225	0,01252	0,01477
7	0,8889	0,00311	0,01102	0,01414
7,5	1,022	0,00358	0,00921	0,01279
8	1,094	0,00383	0,00889	0,01272
8,25	1,1	0,00385	0,00856	0,01242
8,5	0	-	-	-

região. O mesmo ocorre para a incerteza da velocidade tangencial. No entanto como a intensidade de  $U_{tang}$  é maior que  $U_{axial}$  as incertezas são proporcionalmente menores. A melhor solução, neste caso, para reduzir as incertezas aleatórias dos dados experimentais na região central do cone é aumentar o número de amostras obtidas para cada ponto.

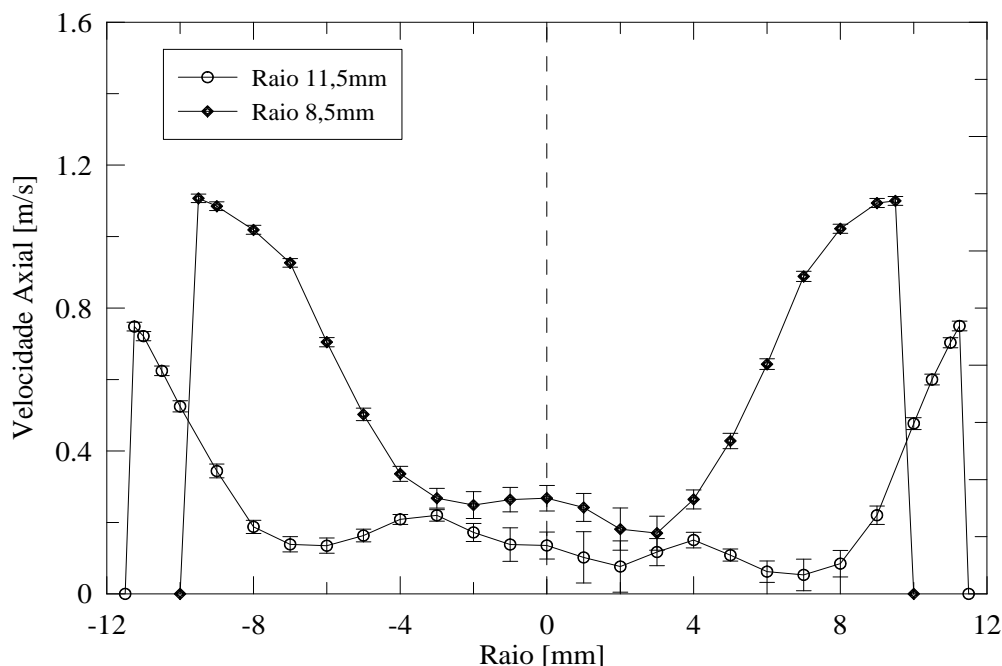


Figura 5.30: Incerteza para os perfis de velocidade axial na condição de máxima abertura da válvula e  $Q = 0,5 \text{ m}^3/h$ .

## 5.5 Visualização do escoamento

A visualização foi realizada no interior da válvula e na saída desta com o auxílio da câmera de alta velocidade da técnica de dimensionamento de sombras. Neste caso, só há sentido em fazer a visualização com escoamento bifásico, o qual não pode ser caracterizado através das técnicas de medição citadas. A visualização em alta velocidade é uma alternativa para este estudo, que tem como objetivo básico compreender melhor a interação entre as duas fases (contínua e dispersa) do escoamento que atravessa a válvula. A fase dispersa utilizada neste estudo foi o próprio ar existente na tubulação junto com o vapor d'água gerado na condição de cavitação.

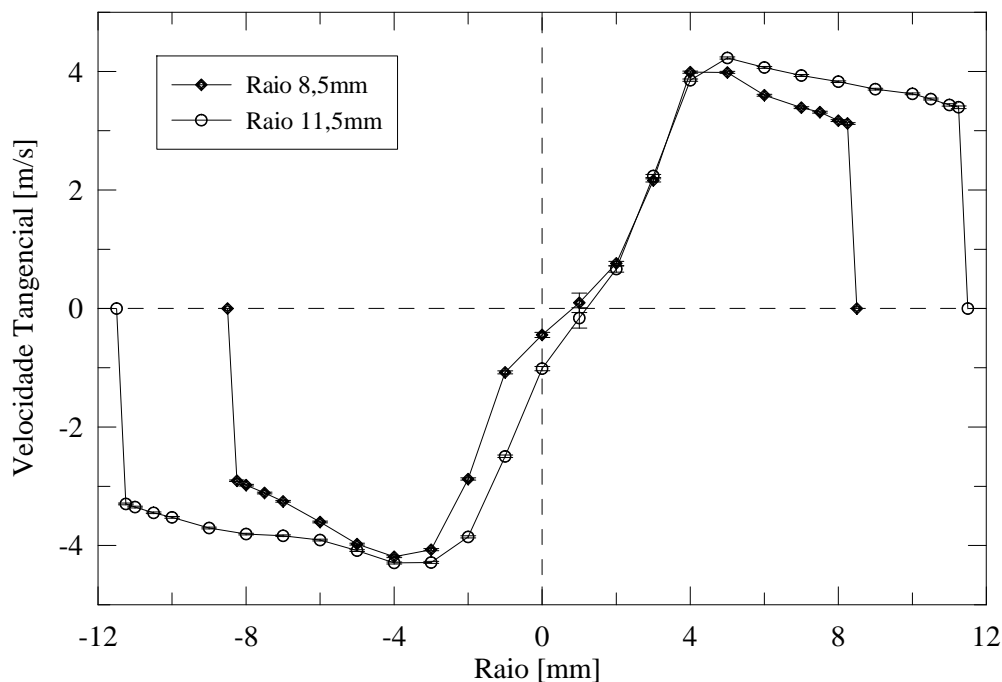


Figura 5.31: Incerteza para os perfis de velocidade tangencial na condição de máxima abertura da válvula e  $Q = 0,5 \text{ m}^3/h$ .

Nos experimentos anteriores, para obtenção da curva de perda de carga da válvula e caracterização do escoamento através dos perfis de velocidade, o ar existente na tubulação não era desejado, sendo retirado no início de cada experimento. No caso da visualização, o cenário se invertia e a presença de ar na tubulação era desejada. Para aumentar a quantidade da fase gasosa na tubulação, a válvula era mantida em condição de cavitação, ou seja, a pressão no núcleo do cone era mantida abaixo da pressão de vaporização da água. Essa condição era obtida deixando a válvula de controle na saída da válvula completamente aberta e aumentando a vazão do sistema. Com uma vazão maior, maior é a rotação do escoamento em torno do centro do cone e, conseqüentemente, menor a pressão gerada no núcleo.

A visualização foi realizada em quatro pontos ao longo da válvula e do sistema: na entrada do cone, próximo a parte frontal da ogiva do êmbolo, na parte central do cone, no final da válvula, junto à expansão, e na tubulação transparente após a saída da válvula. Visualizou-se primeiramente, a tubulação em acrílico, região de interesse onde poderia ser observado o diâmetro com que a fase dispersa transpunha a válvula. Realizou-se a

visualização nesta região em duas condições diferentes: na condição de máxima vazão do sistema (aproximadamente  $0,92 \text{ m}^3/h$ ) e em outra condição com uma vazão menor, perto de  $0,2 \text{ m}^3/h$ . Nas Figuras (5.32) e (5.33) pode-se observar, respectivamente, a imagem retirada dos vídeos com condição de alta vazão e baixa vazão.



Figura 5.32: Visualização do escoamento bifásico (água/ar) após transpor a válvula na condição de máxima vazão do sistema.

Mais uma vez, a condição de máxima vazão apresenta altas taxas de cisalhamento, fazendo com que as gotas resultantes sejam muito menores em relação a condição em que a vazão era menor. Esse filme é apenas ilustrativo, pois a fração e vazão da fase dispersa, neste ensaio, eram baixas, além de estar sendo utilizado ar ao invés de óleo. A tensão interfacial entre o óleo e a água é, teoricamente, maior que a tensão interfacial entre água e ar. Logo, tensões de cisalhamento maiores são necessárias para que o mesmo diâmetro de gotas obtido com o ar seja também obtido com o óleo.

Na Figura (5.34) apresenta-se a visualização feita na entrada do cone. Na mesma imagem é possível encontrar a ogiva do êmbolo, onde o núcleo da fase dispersa se encontra limitado. A tendência da fase dispersa no escoamento ciclônico é fluir no sentido contrário ao escoamento principal. Neste caso, o êmbolo não permite que este escoamento retorne,



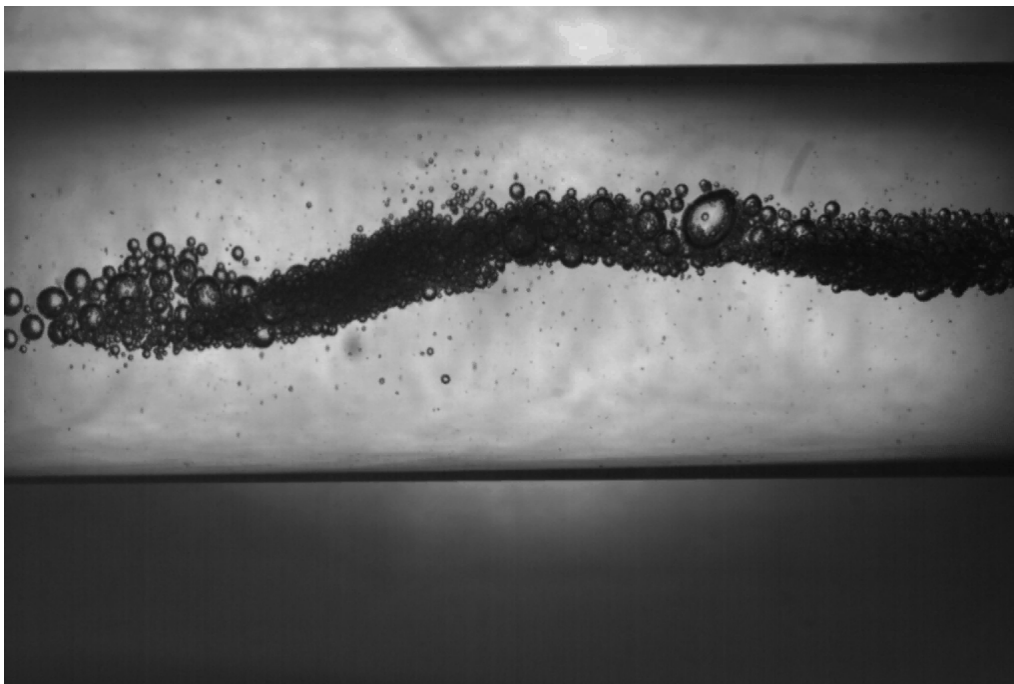


Figura 5.33: Visualização do escoamento bifásico (água/ar) após transpor a válvula na condição de  $0,2 \text{ m}^3/h$  de vazão.

fazendo com que o núcleo da fase dispersa possua um ponto de estagnação na parte frontal da ogiva. No vídeo percebe-se, perto deste ponto de estagnação, que o diâmetro do núcleo gasoso oscila, sugerindo que o fluxo da fase dispersa naquela região se dá em golfadas, devido à tentativa deste escoamento estabelecer seu sentido natural.

Passando para a parte central do cone, visto na Figura (5.35), observa-se novamente o núcleo da fase dispersa, com diversas variações em sua superfície devido à interação interfacial entre as duas fases do escoamento. Além disso, percebe-se diversas estrias inclinadas na mesma superfície, indicando o escoamento helicoidal existente da fase contínua ao redor do núcleo.

A última região visualizada foi a expansão localizada na saída da válvula. Neste caso, uma sequência de imagens (Figura (5.36)) foi retirada do vídeo original. Apresenta-se essa sequência com o intuito de melhor representar a quebra do núcleo gasoso nesta região. O escoamento, ao atingir a expansão, fica sujeito a um gradiente pressão adverso, fazendo com que o núcleo gasoso, antes coalescido, seja emulsionado novamente. Esta expansão, cujo objetivo é fazer com que a saída da válvula possua o diâmetro da

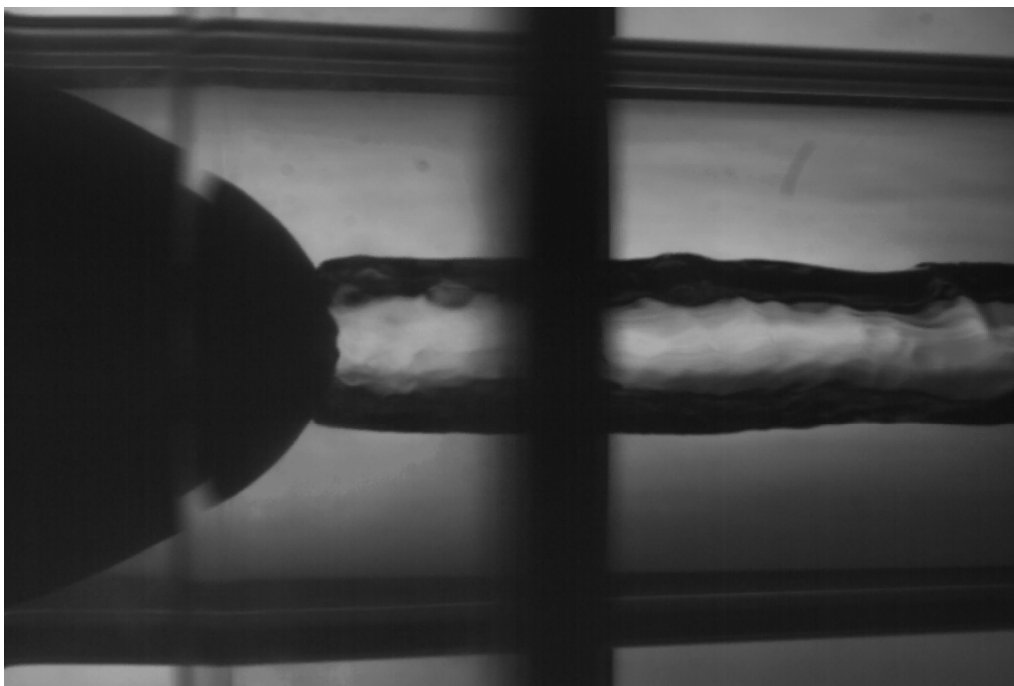


Figura 5.34: Visualização do escoamento bifásico (água/ar) na entrada do cone com o núcleo da fase dispersa sendo limitado pela ogiva do êmbolo.

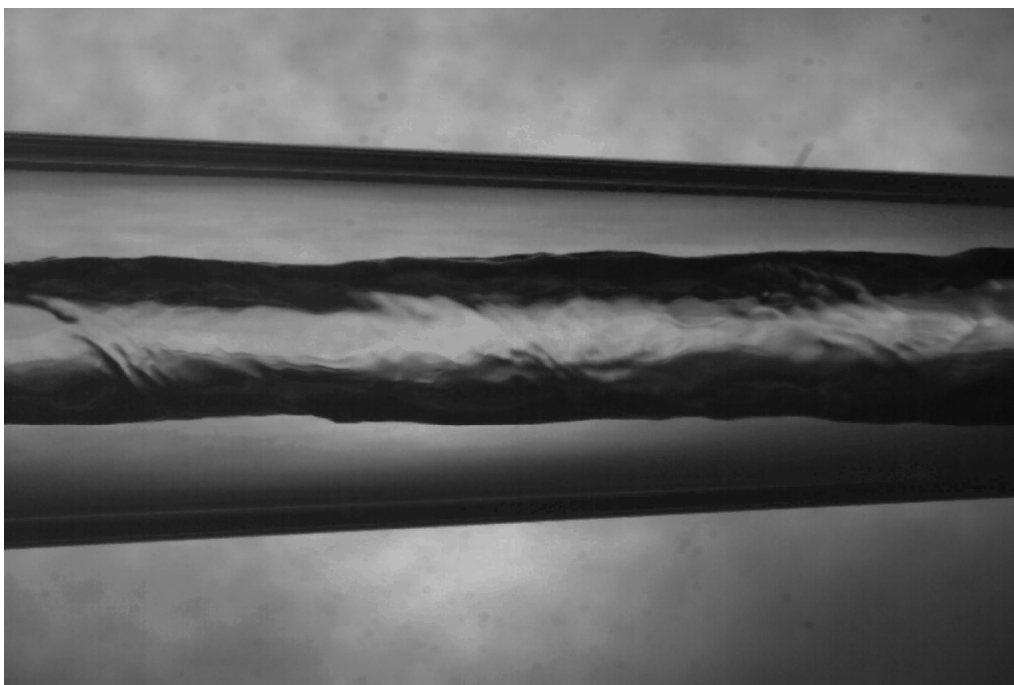


Figura 5.35: Visualização do escoamento bifásico (água/ar) na região central do cone.

tubulação do sistema, é muito abrupta, impondo uma desaceleração muito alta ao escoamento. Ao atingir a expansão, a interação entre as duas fases, que antes ocorria apenas na região interfacial delas, aumenta drasticamente devido ao gradiente de pressão adverso. Os efeitos de quebra de gotas começam, então, a se sobrepor aos efeitos de coalescência, sendo possível observar a formação de algumas gotas a partir do núcleo da fase dispersa. Estando o núcleo desestabilizado, o próprio movimento helicoidal da fase contínua se encarrega de completar a emulsificação da fase dispersa, fazendo com que o núcleo sofra diversas oscilações, como também pode ser visto na Figura (5.36). Sendo assim, conclui-se que não é interessante, neste caso, existir uma expansão abrupta no final da válvula. A substituição desta expansão por uma com uma conicidade menor é uma solução para evitar que toda a fase dispersa coalescida seja novamente emulsionada no escoamento. Outra solução, talvez a mais recomendada, seja trocar o cone da válvula por um cuja saída termine exatamente com o diâmetro da tubulação do sistema, não sendo necessário a utilização de qualquer expansão. Observando a válvula ciclônica estudada por Husveg na Figura (2.19), percebe-se que esta possui uma expansão muito mais abrupta que a existente na válvula ciclônica deste trabalho, mas, mesmo assim, o diâmetro médio das gotas na saída da primeira foi duplicado. Além disso, a região cônica possui um comprimento muito pequeno em relação ao diâmetro inicial do cone, fazendo com que o tempo de migração de uma gota presente na periferia até o núcleo do cone seja maior. Por conseguinte, apesar da eficiência da válvula ciclônica estudada por Husveg já ter sido comprovada, espera-se que a válvula ciclônica apresentada e estudada neste trabalho possua uma eficiência maior, cujos dois motivos principais são:

- comprimento da parte cônica maior que seu diâmetro inicial, diminuindo o tempo de separação ( $t_{sep}$ ) da gota, fazendo com que ela seja coalescida mais rapidamente no núcleo do cone;
- expansão na saída da válvula menos abrupta, gerando um menor gradiente de pressão adverso e, conseqüentemente, gerando tensões de cisalhamento menores (apesar da visualização indicar que ocorre a quebra do núcleo).



Figura 5.36: Visualização do escoamento bifásico (água/ar) na expansão existente na saída do cone.

## 5.6 Simulação numérica

Para efeito de comparação com os resultados experimentais, o escoamento dentro da válvula ciclônica foi simulado numericamente. A boa relação entre os dados experimentais com os numéricos indica que o modelo matemático utilizado está apto para representar o comportamento de tal escoamento. Sendo assim, modificações na geometria da válvula, com o objetivo de melhorar sua eficiência, poderiam ser avaliadas de forma mais rápida. As geometrias cujas simulações indicassem eficiência melhores poderiam ser, então, ensaiadas em laboratório, onde uma análise mais detalhada e precisa poderia ser realizada.

A simulação foi realizada no CENPES pela engenheira Lucilla Coelho de Almeida utilizando o software ANSYS CFX, versão 12.1. Os resultados obtidos estão sendo incluídos neste trabalho para uma melhor compreensão dos mecanismos físicos dominantes na válvula centrífuga. Na simulação, assim como no experimento, também considerou-se o escoamento monofásico, com a água à temperatura de  $30^{\circ}\text{C}$ . O domínio fluido para simulação, ou seja, o volume no qual o fluido está presente, foi extraído do próprio desenho utilizado para a usinagem da válvula. Esta geometria foi, então, dividida em duas partes com o intuito de possibilitar um maior refino de malha com um custo computacional razoável. Na primeira parte, contendo a geometria do corpo de entrada e do corpo roscado, gerou-se uma malha híbrida, com tetraédros e prismas, vista na Figura (5.37). A simulação desta primeira parte foi realizado em regime estacionário, com a massa específica e viscosidade consideradas constantes, o que corresponde à uma abordagem isotérmica. Um modelo de turbulência de duas equações (SST) foi utilizado para resolver as quantidades turbulentas. Um esquema de segunda ordem foi utilizado para discretização espacial das equações de momentum, enquanto um esquema de primeira ordem foi utilizado na discretização das quantidades turbulentas. Como condições de contorno foram prescritas a vazão na entrada (igual a  $0,83\text{ m}^3/h$ ), pressão relativa nula na saída e não-deslizamento nas paredes. A simulação foi interrompida quando atingiu-se o critério de convergência pré-determinado (resíduo médio quadrático abaixo de  $1,0 \times 10^{-4}$ ) e quando os monitores de pressão na entrada e na saída mantiveram-se constantes.

Tendo sido realizada a simulação da primeira parte e de posse desses resultados, simulou-se a segunda parte, cuja geometria contém o corpo central, o cone e a expansão. Para esta nova geometria gerou-se uma malha hexahédrica, com cerca de 0,5 milhão de elementos, vista na Figura (5.38). A simulação foi realizada em regime transiente, com passo de tempo da ordem de  $1,0 \times 10^{-4}$  segundos, com um modelo de turbulência baseado no transporte dos componentes do tensor de tensões de Reynolds, SSG, que consegue lidar bem com a anisotropia da turbulência e captura melhor a curvatura das linhas de corrente. A integração temporal foi feita através de um esquema implícito de primeira ordem. Como condições de entrada foram prescritos os componentes da velocidade na saída da primeira parte da geometria, obtidos na simulação anterior, assim como a energia cinética turbulenta e a dissipação turbulenta. Ao longo do tempo acompanharam-se os resíduos médios das equações, assim como a pressão média na entrada e na saída para assegurar a convergência.

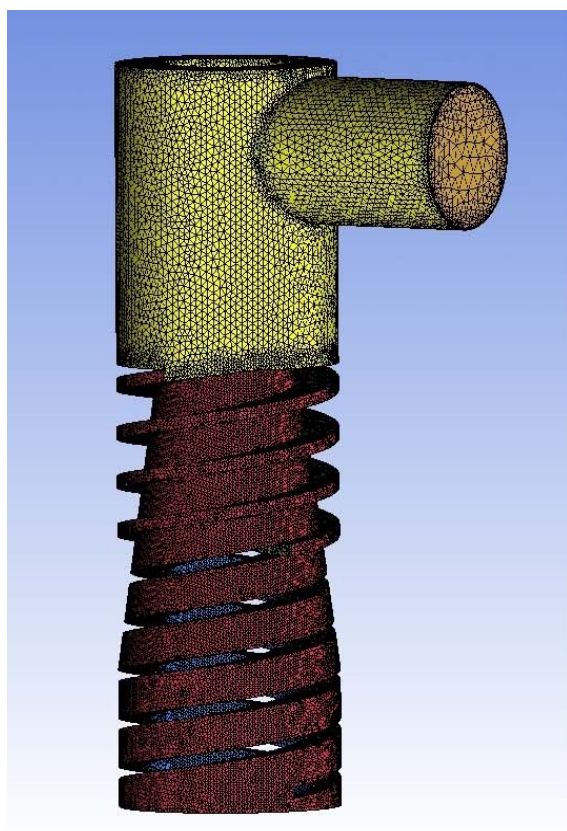


Figura 5.37: Malha utilizada para a simulação numérica na primeira parte da geometria.

No caso desta simulação, os resultados obtidos só podem ser comparados qualitativamente com os dados experimentais apresentados anteriormente. A geometria da válvula simulada possui um passo de rosca de 8 *mm* contra 5 *mm* da válvula ensaiada experimentalmente, o que compromete a comparação quantitativa, principalmente relacionada a perda de carga. A simulação foi realizada com a mesma vazão do experimento e com a válvula estando em sua suposta condição de máxima abertura. Apesar disso, não se pode afirmar exatamente qual influência essa variação na geometria irá causar nos perfis de velocidade e intensidade turbulenta. Como a vazão é a mesma nos dois casos, espera-se que a quantidade de movimento na direção axial também seja, mas, novamente, isso não significa que o formato dos perfis de velocidade, ao longo do diâmetro da seção, sejam iguais ou similares. No entanto, nada impede que uma comparação qualitativa seja feita afim de verificar a capacidade do modelo numérico (neste caso o SST e o SSG) em identificar os principais fenômenos e estruturas do escoamento.

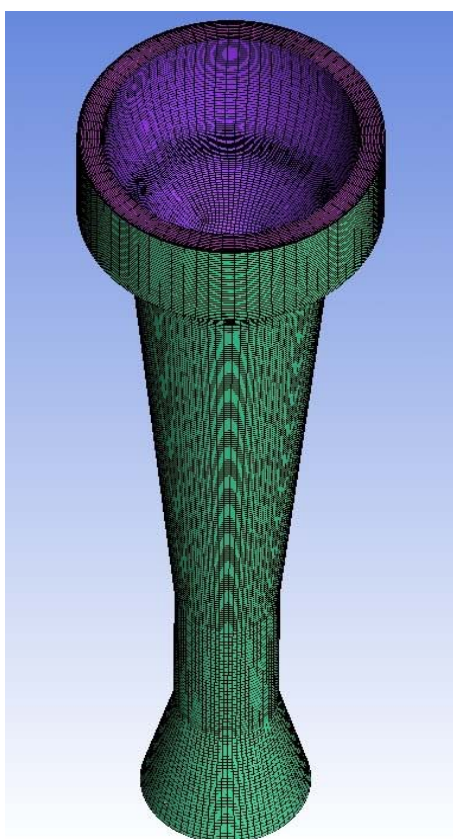


Figura 5.38: Malha utilizada para a simulação numérica na segunda parte da geometria.

Na Figura (5.39) apresenta-se o resultado global obtido com a simulação, através de do campo de pressão o longo de todo o domínio fluido e das linhas de corrente do escoamento. Em uma primeira análise, percebe-se que a maior perda de carga, como já era esperado, ocorre exatamente no corpo roscado e na parte roscada do êmbolo, onde as linhas de corrente são forçadas a adquirir o movimento helicoidal do ciclone. Ao entrar no cone, as linhas de corrente permanecem com o movimento helicoidal e no campo de pressão observa-se uma queda brusca de pressão no núcleo de rotação do escoamento, também observado no experimento. A queda de pressão no núcleo do cone em relação a sua periferia fica em torno de  $0,5 \text{ bar}$  ( $\approx 0,5 \text{ atm}$ ) e, em relação a entrada da válvula, essa queda é de aproximadamente  $1 \text{ bar}$  ( $\approx 1 \text{ atm}$ ). Considerando que o passo da rosca da válvula ensaiada experimentalmente é menor, espera-se que a variação da pressão no núcleo e na entrada da válvula seja superior à  $1 \text{ bar}$ .

A simulação também foi capaz de prever uma característica importante deste escoamento, a qual só foi descoberta experimentalmente mediante o ensaio de visualização com a câmera de alta velocidade. A oscilação do núcleo da fase dispersa na expansão da válvula, observado nesta visualização, também pode ser observado na simulação através da oscilação do núcleo de baixa pressão na mesma região, visto também na Figura (5.39). Como a simulação nessa região foi realizada no regime transiente, um vídeo com a variação do campo de pressão ao longo tempo foi construído. A partir do vídeo, uma sequência de imagens foi extraída e é apresentada na Figura (5.40), onde a oscilação do núcleo de baixa pressão (que é exatamente o local onde a fase dispersa é coalescida) pode ser melhor visualizada. Sendo assim, comparando a Figura (5.36) com a (5.40) é possível concluir que o modelo numérico utilizado na simulação foi capaz de captar o que talvez seja o maior problema desta válvula, a oscilação e, posteriormente, a quebra do núcleo central.

Alguns perfis de velocidade axial e tangencial também foram extraídos da simulação para que mais comparações pudessem ser realizadas. Primeiramente, apresenta-se, na Figura (5.41) os perfis de velocidade axial em diversas seções transversais ao cone. Algumas semelhanças com os dados experimentais podem ser observadas, principalmente nos perfis mais próximos a entrada do cone (perfis vermelho, azul escuro e verde). A simulação foi capaz de captar a presença dos três picos de velocidade no centro do perfil



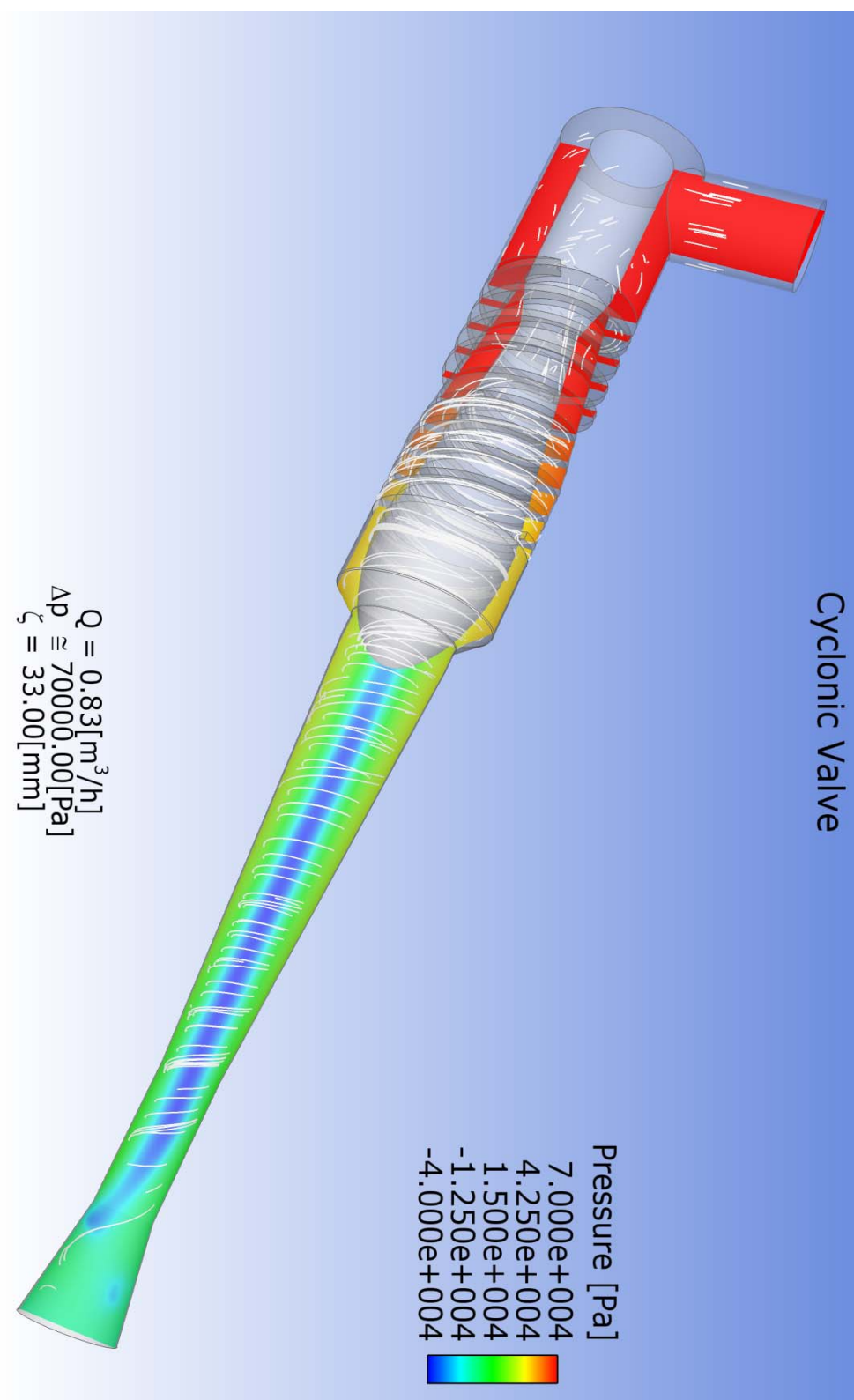


Figura 5.39: Resultado global da simulação numérica.

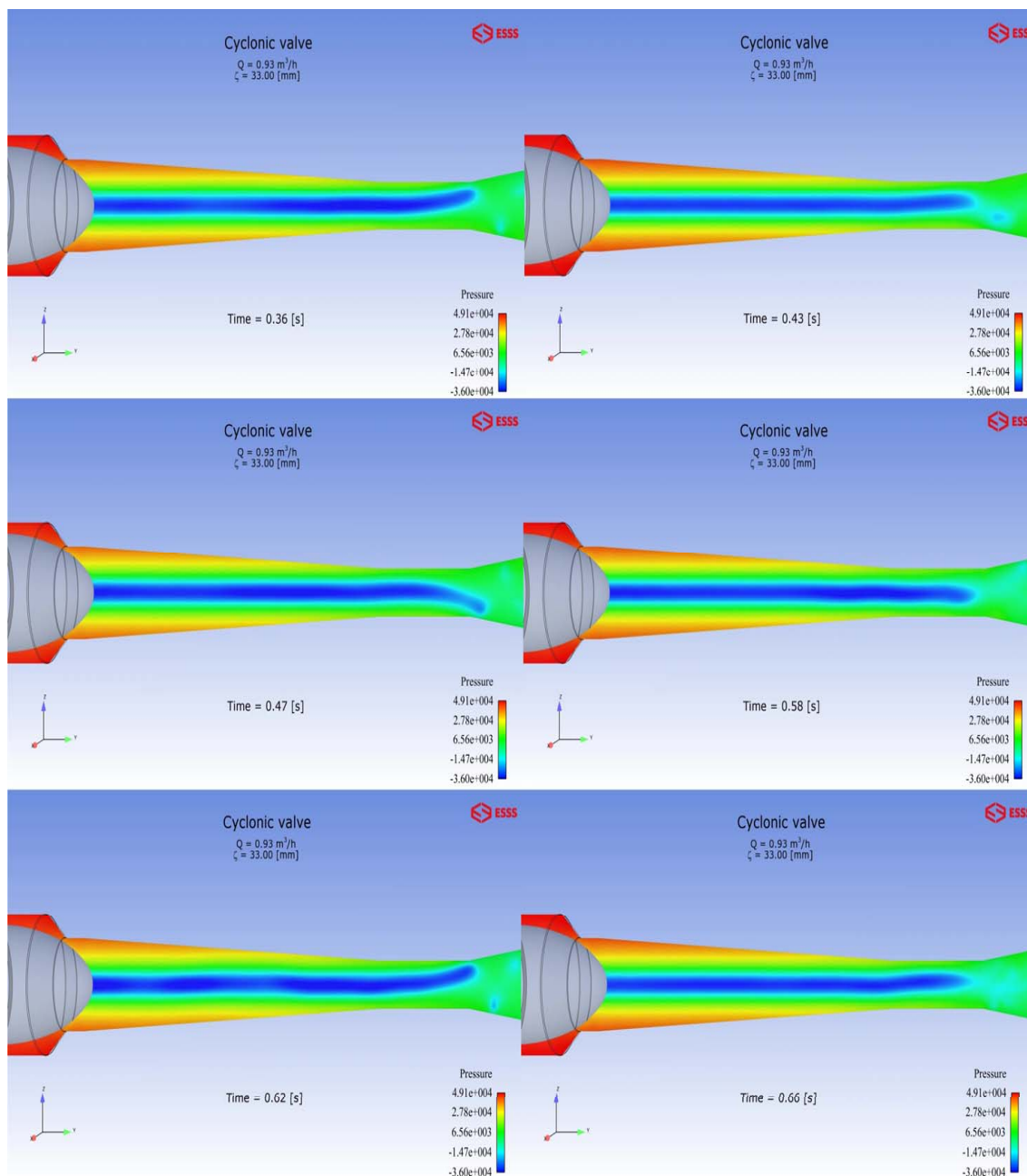


Figura 5.40: Resultado global da simulação numérica.

(vermelho), observados, também, nos resultados experimentais, embora nestes os picos não apresentassem uma simetria tão boa (por motivos previamente já discutidos) quanto a obtida na simulação. Conforme o escoamento se desenvolve ao longo do cone, este ganha uma maior quantidade de movimento e os três picos tendem a ser juntar em um único pico central. Nos dois resultados obtidos, experimental e numérico, é possível observar esse fenômeno. No entanto, diferentemente do observado no resultado experimental, no resultado numérico o pico de velocidade central possui uma quantidade de movimento muito grande, com uma intensidade similar à existente na periferia. Ou seja, o pico central rouba quantidade de movimento da periferia, e portanto os picos de velocidade na periferia são muito próximos ao longo de todo o comprimento do cone. No resultado experimental, o pico central de velocidade não se desenvolve e praticamente todo ganho de quantidade de movimento do escoamento ao longo do cone ocorre na periferia. Além disso, os picos de velocidade na periferia, dos dois lados, possuem uma pequena assimetria em relação a sua intensidade, fato que também foi observado nos experimentos, onde um lado possuía um pico de velocidade um pouco maior que o outro.

Analisando os resultados obtidos para os perfis de velocidade tangencial, visto na Figura (5.42), novas semelhanças com os resultados experimentais podem ser observadas. A primeira semelhança entre os dois resultados que mais chama atenção numa primeira análise é o fato de todos os picos de velocidade dos perfis de todas as seções possuírem intensidades praticamente idênticas. Além disso, esses picos ocorrem no mesmo ponto, raio, da seção circular do cone verificado nos resultados experimentais, próximos aos raios de  $4\text{ mm}$  e  $-4\text{ mm}$ . Outra similaridade observada refere-se a quantidade de movimento na periferia dos perfis de velocidade. Conforme o escoamento se desenvolve ao longo do comprimento do cone, observa-se, nesta região, uma perda de quantidade de movimento que é transferida para a direção axial do escoamento. Isto só ocorre na periferia, uma vez que entre os raios de  $6\text{ mm}$  e  $-6\text{ mm}$  a quantidade de movimento pode ser considerada constante para os perfis de velocidade de todas as seções. Apesar de haver grande semelhança entre os resultados experimentais e numéricos no perfil de velocidade tangencial, há uma característica observada nos dados experimentais que a simulação não foi capaz de prever. Essa característica é a descontinuidade no centro de rotação do escoamento, rela-

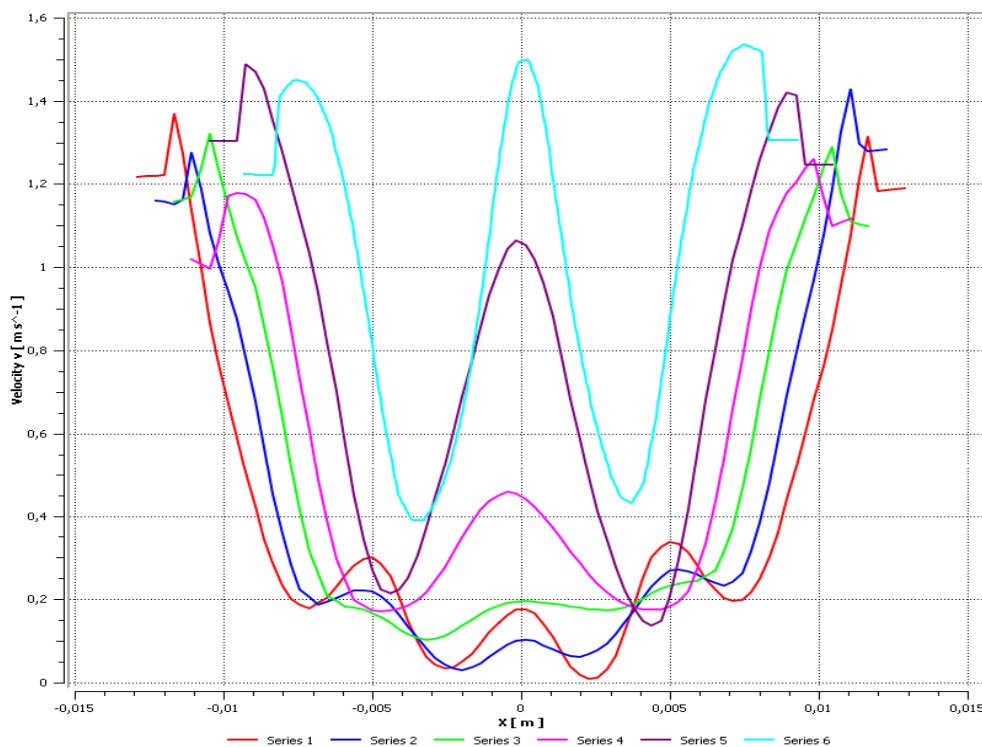


Figura 5.41: Perfis de velocidade axial ao longo do cone obtidos com a simulação numérica.

cionada a uma provável esteira da ogiva do êmbolo. Na simulação, um pico de velocidade se conecta ao outro diretamente, sem qualquer descontinuidade no perfil, e com o centro de rotação estando exatamente no centro do cone.

Como dito anteriormente, uma análise quantitativa não pode ser realizada, apenas qualitativa. As características principais do escoamento, observadas experimentalmente, a simulação foi capaz de prever, mostrando que o modelo numérico utilizado para a simulação é capaz de representar adequadamente o escoamento no interior da válvula ciclônica. As diferenças observadas entre os resultados experimentais e numéricos precisam ser melhor analisadas em novos experimentos e simulações. É preciso verificar se essas diferenças são fruto da desigualdade entre as duas geometrias (passos diferentes e/ou um pequeno desalinhamento entre o cone e o êmbolo) ou se outro modelo numérico é mais adequado para representar completamente o escoamento.

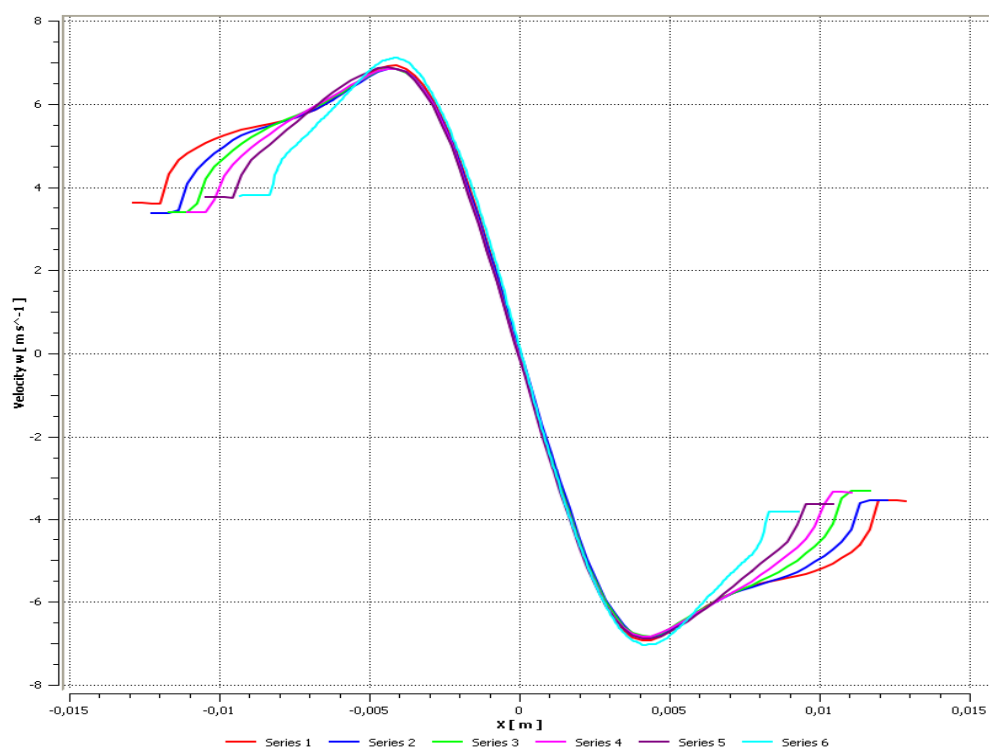


Figura 5.42: Perfis de velocidade tangencial ao longo do cone obtidos com a simulação numérica.

# Capítulo 6

## Conclusão

O presente trabalho é de extrema importância para a indústria do petróleo, uma vez que a utilização das válvulas ciclônicas na produção e no processamento primário permite uma diminuição no tempo de separação entre o óleo e a água e um aumento da produção. Considerando que a válvula ciclônica deve atuar, também, como uma válvula de regulagem, estudou-se a relação entre a vazão e a perda de carga gerada em diversas aberturas desta. Somente após esse estudo a válvula pode ser empregada. Para isso, utilizou-se o conceito de coeficiente de vazão ( $K_v$ ), que se mostrou muito útil para a determinação de algumas características dessa válvula, já que, quanto maior seu valor, menor é a perda de carga gerada pela válvula para uma determinada vazão. Para cada abertura diferente da válvula, um valor de  $K_v$  foi obtido, sendo possível, no final, verificar o comportamento de  $K_v$  ao longo de todo o curso de abertura. Com isso, concluiu-se que esta válvula, devido à presença da ogiva na parte frontal do êmbolo, possui dois pontos de fechamento, com o ponto de maior  $K_v$  (maior abertura) muito próximo de um desses pontos. Essa característica não é desejável para uma válvula de regulagem, uma vez que um pequeno erro no ajuste da abertura da válvula pode gerar um acidente na linha através de um aumento excessivo da pressão. Além disso, constatou-se uma certa facilidade na formação de depósitos entre a parte roscada do êmbolo e o corpo central da válvula, podendo comprometer o controle da vazão e da pressão na linha de produção.

Como o principal objetivo da válvula ciclônica é reduzir a formação de emulsões existente em uma válvula de estrangulamento padrão, foi necessário compreender os

mecanismos pelos quais formam-se as emulsões. Sendo assim, a formação mecânica de emulsões ocorre através do aumento das tensões de cisalhamento presentes no escoamento, que estão diretamente ligadas à intensidade turbulenta deste. Portanto, quanto menor a turbulência gerada por uma determinada válvula, menor será a capacidade do escoamento em quebrar as gotas da fase dispersa em gotas menores. A caracterização do escoamento torna-se, então, muito importante para a identificação das áreas com maior intensidade turbulenta, onde há uma maior propensão para a quebra das gotas.

Os estudos concernentes à caracterização do escoamento foram realizados com a técnica ALD, a única que se mostrou capaz de realizar as medições no interior da válvula. Para que esta técnica pudesse ser utilizada corretamente, houve a necessidade de escrever uma rotina na plataforma *Mathematica* com o objetivo de reduzir ao máximos os erros gerados pela refração dos dois lasers nas superfícies em acrílico da válvula. Após vários testes antes das medições serem iniciadas, concluiu-se que a rotina estava funcionando corretamente, calculando o ponto exato onde os laser se cruzavam no volume de medição e o valor da distância entre as franjas de interferência.

Diversos perfis de velocidade axial e tangencial foram obtidos, onde se constatou certa semelhança com o escoamento em hidrociclones. No caso dos perfis axiais, toda a quantidade de movimento negativa observado em um perfil deste tipo em hidrociclones, devido à existência de dois pontos de saída do escoamento, é direcionada para a única saída da válvula ciclônica. O perfil tangencial é praticamente idêntico ao existente nos hidrociclones, onde a única diferença observada foi uma descontinuidade do perfil na região central atribuída a esteira formada pelo êmbolo. Através do perfil de velocidade tangencial, é possível ainda calcular a aceleração centrípeta sofrida por uma determinada partícula no volume de controle, responsável por gerar a força que irá atrair a fase dispersa para o núcleo do cone. Os perfis de  $u'_{rms}$ , relacionados à intensidade turbulenta do escoamento, também foram obtidos para as duas componentes principais do escoamento, axial e tangencial. Observou-se que os valores de  $u'_{rms}$  possuíam uma maior intensidade na região central do escoamento ciclônico. No entanto, como boa parte da fase dispersa é direcionada para esta região, o alto valor de  $u'_{rms}$  favorece a existência de um maior número de choques entre as gotas e, conseqüentemente, sua coalescência, diferentemente

do que ocorre nas válvulas padrões.

Quando um núcleo contínuo de fase dispersa é formado no centro do cone, o regime do escoamento é alterado, pois duas fases distintas podem ser observadas ocupando regiões diferentes e interagindo entre si. Como a técnica de medição ALD não pode ser usada neste caso optou-se por realizar a visualização do escoamento para melhor caracterizá-lo. Nesta visualização foi possível perceber o quanto a expansão presente na saída da válvula diminui sua eficiência, gerando um gradiente de pressão adverso que simplesmente quebra o núcleo antes coalescido. Apesar disso, espera-se que esta válvula seja mais eficiente em relação à válvula ciclônica estudada por Husveg [21] que, apesar de duplicar o diâmetro médio das gotas que passam por ela, apresenta uma expansão muito mais abrupta que a válvula do presente trabalho, o que geraria maiores tensões de cisalhamento. Além disso, a razão entre o diâmetro de entrada do cone e seu comprimento deve ser pequeno, para que as menores gotas tenham tempo de migrarem da periferia para o centro do cone para serem coalescidas, o que não ocorre na válvula de Husveg.

A simulação numérica teve, como base, realizar uma comparação qualitativa com os dados obtidos experimentalmente. Os modelos SST e SSG se mostraram adequados para uma boa previsão do escoamento no interior desta válvula. As principais características observadas nos dados experimentais de velocidade axial e tangencial também foram verificadas na simulação, que também foi capaz de prever a quebra do núcleo de baixa pressão (relacionado com núcleo da fase dispersa) na expansão da válvula.

Sendo assim, considera-se que os objetivos deste trabalho foram plenamente atingidos. O escoamento no interior da válvula foi completamente caracterizado, com os principais locais responsáveis pela formação de emulsão detectados. O projeto da válvula foi analisado criticamente, sendo apresentadas diversas sugestões para a melhoria desta, de tal forma a diminuir a formação de emulsões e facilitar sua utilização e controle em campo. Para a continuidade deste trabalho, apresenta-se algumas sugestões para trabalhos futuros.

Para que uma melhor análise deste tipo de válvula seja feita, primeiramente sugere-se que os problemas detectados em sua geometria sejam modificados, como por exemplo os dois pontos de fechamento da válvula assim como a expansão abrupta existente



na saída da válvula. Para evitar que a ogiva do êmbolo feche por completo a entrada do cone, pode ser considerado a utilização de um batente no êmbolo que restrinja seu curso. A expansão pode ser eliminada, desde que o diâmetro no final do cone possua o mesmo diâmetro da tubulação, ou então, ter sua conicidade suavizada de tal forma que o gradiente de pressão adverso gerado nesta região não seja capaz de quebrar o núcleo da fase dispersa coalescido.

Feito isso, esta nova válvula pode ser novamente ensaiada para confirmar as melhorias sugeridas. Em paralelo, esta nova válvula pode ser comparada com uma válvula de regulação padrão (uma válvula globo por exemplo) no que se refere ao diâmetro médio de gotas gerado por elas. Para isso, será necessário a utilização de um equipamento capaz de analisar o diâmetro da população de gotas (o Malvern é um exemplo deste tipo de equipamento) na entrada das duas válvulas e novamente na saída das duas. Como este equipamento não estava disponível para este trabalho, não foi possível realizar esta comparação que é importantíssima para, de fato, confirmar a eficiência deste tipo de válvula.

# Referências Bibliográficas

- [1] Agarwal, S., “Efficiency of Shear-Induced Agglomeration of Particulate Suspensions Subjected to Bridging Flocculation.”, PhD thesis, West Virginia University, 2002.
- [2] Batchelor, G. K., “An Introduction to Fluid Dynamics”, Cambridge, 1967.
- [3] <http://www.brazel.com/>
- [4] Bremer, L. G. B., Walstra, P. e van Vliet, T., “Estimations of the aggregation time of the various colloidal systems”, Colloidal and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 99, 121-127, 1995.
- [5] Calabrese, R. V., Chang, T. P. K., Dang, P. T.; “Drop Break-up in Turbulent Stirred-Tank Contactors”., vol. 32, 657-676, A.I.Ch.E.Journal,1986.
- [6] <http://www.ccmix.com/hydrocyclones/>
- [7] Dabir, B. e Petty, C. A., “Measurement of mean velocity profiles in a hydrocyclone using laser Doppler anemometry”, Chem. Eng. Commun., 48, 377-388, 1986.
- [8] Dai, G. Q., Li, J. M., Chen, W. M.; “Numerical prediction of the liquid flow within a hydrocyclone”, Chemical Engineering Journal, vol. 74, 217-223, 1999.
- [9] Davies, J. T.; “Drop sizes of emulsions related to turbulent energy dissipation rates”, Chemical Engineering Science, vol. 40, 839-842, 1985.
- [10] Dickenson, T. C.; “Valves, Piping & Pipeline Handbook”; Elsevier Advanced Technology; Cambridge University Press; Third Edition; 1999
- [11] Doukelis, A., Founti, M., Mathioudakis, K. e Papailiou, K.; “Evaluation of Beam refraction effects in a 3D laser Doppler Anemometry System for Turbomachinery Applications.”; Meas. Sci. Technol., vol. 7, 922-931, 1996.

- [12] Duarte, D. G.; “Caracterização Experimental do Escoamento em Válvulas Ciclônicas quanto à Formação de Emulsões”. Projeto Final de Curso, PEM/COPPE/UFRJ, Brasil, 2008.
- [13] Fanglu, G. e Wenzhen, L.; “Measurement and study of velocity field in various cyclones by use of laser doppler anemometry”. 3rd International Conference on Hydrocyclones, Oxford, 1987.
- [14] “Flow Manager software and introduction to PIV instrumentation”. Dantec Dynamics A/S, Fifth Edition, 2000.
- [15] Freire, A. P. S., Menut, P. M., Su, J.; “Turbulência”. Coleção Cadernos de Turbulência, Volume 1, 1998.
- [16] Freire, A. P. S., Ilha, A., Colaço, M. J.; “Turbulência”. Coleção Cadernos de Turbulência, Volume 5, Tomo 1, 2006.
- [17] “Handbook of Chemistry and Physics”, CRC, 52nd Edition, 1971-1972.
- [18] Hinze, J.O.; “Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes”, vol. I, número 3, 289-295, A.I.Ch.E. Journal, 1955.
- [19] Husveg, T., Rambeau, O., Drengstig, T. e Bilstad, T.; “Performance of a deoiling hydrocyclone during variable flow rates”. Minerals Engineering, 20, 368–379, 2007.
- [20] Husveg T.; “Operational Control of Deoiling Hydrocyclones and Cyclones for Petroleum Flow Control”. PhD thesis, University of Stavanger, Norway, 2007.
- [21] Husveg et al.; “A Cyclone-Based Low Shear Valve for Enhanced Oil-Water Separation”, Offshore Technology Conference, 2009.
- [22] Kelsall, D. F., “A study of the motion of solid particles in a hydraulic cyclone”, Trans. Inst. Chem. Eng., 30, 87-108, 1952.
- [23] Kolmogorov, A.N., Compt. Rend. Acad. Sci. URSS 66 (1949) 825.
- [24] Leal-Calderon, F., Schmitt, V., Bibette, J.; “Emulsion Science Basic Principles”, Second Edition, Springer Science+Business Media, LLC, 2007.

- [25] Lide, D. R.; "Handbook of Chemistry and Physics", 52nd Edition, CRC Press Inc., 1971-1972.
- [26] Loureiro, J. B. R., Sousa, F. B. C. C., Zotin, J. L. Z., Freire, A. P. S.; "The distribution of wall shear stress downstream of a change in roughness", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 31, 785-793, 2010.
- [27] Marins, L. P. M.; "Caracterização experimental do escoamento no interior de um hidro-ciclone sem núcleo gasoso", COPPE/UFRJ, D.Sc., Engenharia Mecânica, 2007.
- [28] Marins, L. P. M., Duarte, D. G., Loureiro, J. B. R., Moraes, C. A. C., Freire, A. P. S.; "LDA and PIV characterization of the flow in a hydrocyclone without an air-core", *Journal of Petroleum Science and Engineering*, vol. 70, 168-176, 2010.
- [29] <http://www.masterflo.com/product/choke.html>
- [30] Moraes, C. A. C.; "Uma Investigação do Escoamento em um Hidrociclone Operando sem Núcleo Gasoso", Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Engenharia Mecânica, 2003.
- [31] Muntinga, J. H.; "Study of Turbulent Break-up of Oil Droplets in Choke Valves"; *Society of Petroleum Engineers*, SPE 52087-STU, 1998.
- [32] Murphy, S., Delfos, R., Pourquoié, M. J. B. M., Olujic, Z., Jansens, P. J., Nieuwstadt, F. T. M.; "Prediction of strongly swirling flow within an axial hydrocyclone using two commercial CFD codes"; *Chemical Engineering Science*, vol. 62, 1619-1635, 2007.
- [33] Neese, T., Dueck, J.; "Dynamic modelling of the hydrocyclone"; *Minerals Engineering*, 20, 380-386, 2007.
- [34] Nesbitt, B.; "Handbook of Valves and Actuators"; Elsevier Science & Technology Books; 2007
- [35] Nezhati, K. e Thew, M. T.; "Aspects of the Performance and Scaling of Hydroclones for use with light dispersions". 3rd International Conference on Hydrocyclones, Oxford, 1987.
- [36] <http://refractiveindex.info>

- [37] Schutz, S., Gorbach, G., Piesche, M.; “Modeling fluid behavior and droplet interactions during liquid–liquid separation in hydrocyclones”; *Chemical Engineering Science*, vol. 64, 3935-3952, 2009.
- [38] Sears, F. W. e Zemansky, M. W.; “Física IV, ótica e física moderno (Young & Freedman)”, Editora Pearson, 10º edição, 2004.
- [39] Sinker, A. B., Humphris, M. e Wayth, N.; “Enhanced Deoiling Hydrocyclone Performance without Resorting to Chemicals”, *Offshore Europe Conference*, Scotland, SPE 56969, 1999.
- [40] Smith, I. C., Thew, M. T., Colman, D. A., “The Effect of Split Ratio on Heavy Dispersion Liquid-Liquid Separation in Hydrocyclones”, *2nd Conference on Hydrocyclones*, Paper E2, 1984.
- [41] Svarovsky, L., *Hydrocyclones*, Holt, Rinehart and Winston Ltd., 1984.
- [42] Telles, P. C. S., “Tubulações Industriais”, Editora LTC, 10ª edição, 2001.
- [43] Thomas J. E., “Fundamentos de Engenharia de Petróleo”, Editora Interciência Ltda., Petrobrás, 2001.
- [44] <http://www.typhonix.no/>
- [45] Vankova, N., Tcholakova, S., Denkov, N. D., Ivanov, I. B., Vulchev, V. D., Danner, T., “Emulsification in turbulent flow, 1. Mean and maximum drop diameters in inertial and viscous regimes”, *Journal of Colloid and Interface Science* 312, 363–380, 2007.
- [46] Vankova, N., Tcholakova, S., Denkov, N. D., Ivanov, I. B., Vulchev, V. D., Danner, T., “Emulsification in turbulent flow, 2. Breakage rate constants”, *Journal of Colloid and Interface Science* 313, 612–629, 2007.
- [47] Vankova, N., Tcholakova, S., Denkov, N. D., Ivanov, I. B., Vulchev, V. D., Danner, T., “Emulsification in turbulent flow, Daughter drop-size distribution”, *Journal of Colloid and Interface Science* 310, 570–589, 2007.
- [48] Yoshioka, N., Hotta, Y., “Liquid cyclones as a hydraulic classifier”, *Chem. Eng. Jpn.*, 19, 633-641, 1955.

- [49] Walstra, P., “Principles of Emulsion Formation”, vol. 48, n° 2, 333-349, Chemical Engineering Science, 1993.
- [50] Wang, L., Zheng, Z., Wu, Y., Guo, J., Zhang, J., Tang, C.; “Numerical and Experimental Study on Liquid-Solid Flow in a Hydrocyclone”., Journal of Hydrodynamics, 21 (3), 408-414, 2009.
- [51] <http://www.weirpowerindustrial.com/>
- [52] van der Zande, M. J., Muntinga, J. H., van den Broek, W. M. G. T.; “Emulsification of Production Fluids in the Choke Valve”., Society of Petroleum Engineers, SPE 49173, 1998.
- [53] van der Zande, M. J., van Heuven, K. R., Muntinga, J. H., van den Broek, W. M. G. T.; “Effect of Flow Through a Choke Valve on Emulsion Stability”., Society of Petroleum Engineers, SPE 56640, 1999.
- [54] Zhang, Z., Eisele, K.; “Off-axis alignment of an LDA-probe and the effect of astigmatism on measurements”., Experiments in Fluids, vol. 19, 89-94, 1995.
- [55] Zhang, Z., Eisele, K.; “The effect of astigmatism due to beam refraction on the formation of the measurement volume in LDA measurements”., Experiments in Fluids, vol. 19, 466-471, 1996.
- [56] Zotin, J. L. Z., Loureiro, J. B. R., Freire, A. P. S.; “Turbulent boundary layer high-order moments: uncertainty analysis for PIV measurements”. ENCIT, Belo Horizonte. Proceedings of ENCIT 2008, 2008.
- [57] Zotin, J. L. Z., Loureiro, J. B. R., Freire, A. P. S.; “Flow over a change in roughness: experimental characterization of the transition region”. ENCIT, Belo Horizonte. Proceedings of ENCIT 2008, 2008.
- [58] Zotin, J. L. Z.; “Caracterização Experimental de um escoamento sobre uma superfície com Transição de Rugosidade através da Técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula”. Projeto Final de Curso, PEM/COPPE/UFRJ, Brasil, 2009.

# Apêndice A

## Velocimetria por Imagem de Partícula (VIP)

Mais conhecida como PIV (“Particle Image Velocimetry”), a VIP é uma técnica de medição para escoamento de fluidos que surgiu na década de 80 e que vêm se consolidando cada vez mais no meio científico. Isso se deve, principalmente às suas características de medição não intrusiva e por realizar a medição de uma plano de velocidade ao invés de apenas um ponto, como nas técnicas ALD e AFQ. O conceito por trás dessa técnica é bem simples e está exemplificada na figura (A.1). No escoamento que se deseja estudar é lançado partículas traçadoras, as quais são iluminada com dois planos de laser consecutivos, com uma defasagem de alguns  $\mu\text{s}$ . Perpendicularmente ao plano de laser, instala-se uma câmera digital (a imagem é obtida através do estímulo de um grupo de capacitores fotosensíveis conhecidos como *CCD* (“charge-couple-device”)) que captura a imagem de cada um dos dois planos de laser com as partículas iluminadas. Através de uma calibração, que relaciona o número de pixels da imagem em milímetros, é possível determinar o deslocamento de um grupo de partículas entre as duas imagens e, conseqüentemente, determinar a velocidade desse grupo de partícula já que o tempo entre as duas imagens é conhecido.

O sistema exeplicado se refere à técnica VIP-2D, capaz de identificar o deslocamento do escoamento apenas nas direções  $x$  e  $y$  do plano do laser. No entanto, é possível que a componente da velocidade na direção  $z$  também seja medida. Para conseguir quan-

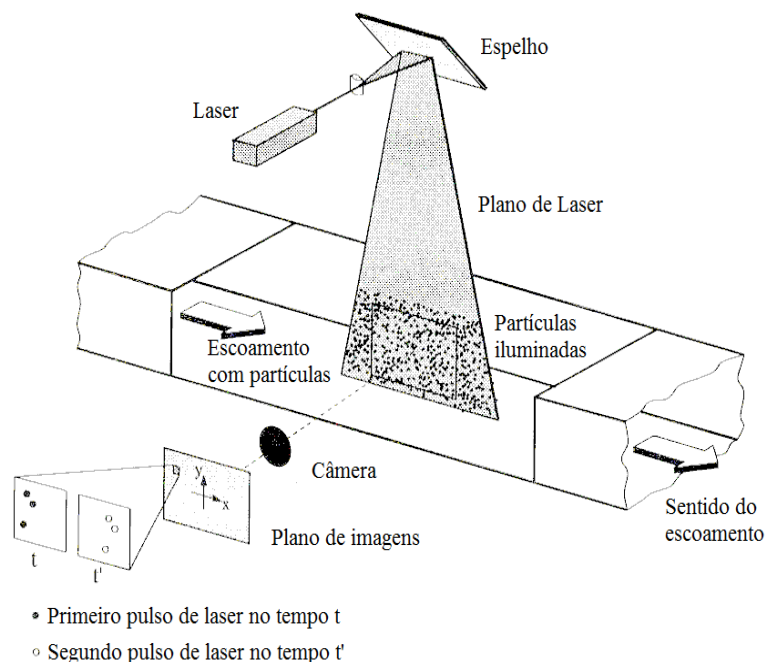


Figura A.1: Esquema de funcionamento da técnica VIP. Figura retirada de Flow Manager [14].

tificar as três componentes da velocidade, o VIP-3D utiliza duas câmeras (ao invés de uma) inclinadas em relação com o plano de laser, formando um efeito estereoscópico capaz de discernir a profundidade do deslocamento das partículas. Neste caso, a técnica VIP se torna um pouco mais complicada, uma vez que as imagens provenientes das duas câmeras devem ser sobrepostas e relacionadas através uma calibração mais complexa do que é feita no VIP-2D. É necessário ainda frisar que o VIP-3D é diferente do VIP volumétrico, apesar dos dois fornecerem resultado para as três componentes de velocidade (por isso 3D). O VIP-3D, assim como o 2D, gera um campo vetorial a partir de um plano de laser, enquanto o VIP volumétrico, como o próprio nome já diz, fornece dados de velocidade dentro de um volume iluminado pelo laser (neste caso utiliza-se 3 câmeras). Voltando ao VIP-3D, a espessura do laser para este caso é um pouco maior do que a utilizada para o caso 2D. A calibração, neste caso, é feita utilizando-se uma chapa de calibração contendo dimensões conhecidas para as três direções do sistema cartesiano. Esta chapa de calibração possui vários “degraus” com profundidade conhecida. Nestes “degraus” há diversos círculos, pintados com cores que contrastem com a chapa de calibração, com



diâmetro conhecido. A calibração é feita diretamente pelo programa do VIP que já reconhece a geometria da chapa de calibração. Resta ao experimentalista apenas ajustar o ângulo entre as duas câmeras e o plano de laser de maneira a diminuir ao máximo os erros na calibração.

Marins [27], em seu hidrociclone, utilizou a técnica VIP-3D. O alvo de calibração utilizado em seu experimento é apresentado na Figura (A.2). Este, consiste em uma peça retangular pequena (muito menor que os alvos de calibração normais utilizados) com os respectivos degraus e círculos já mencionados. Como o objetivo era conseguir medir o escoamento no interior da parte cônica transparente do hidrociclone, era necessário inserir este alvo de calibração no interior da mesma. Como a conicidade deste hidrociclone era baixa (cerca  $1^\circ$ ), o alvo foi inserido no interior de um tubo cilíndrico transparente com um diâmetro muito próximo ao diâmetro onde as medições seriam realizadas. Sendo assim, através da imagem de calibração, o programa poderia distorcer a imagem e anular os efeitos de refração da luz que poderiam atrapalhar a medição.

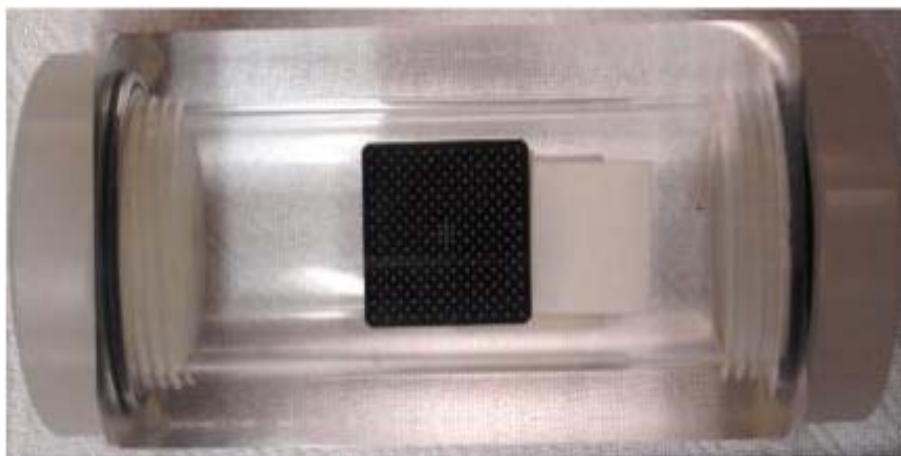


Figura A.2: Chapa de calibração utilizado na válvula para as medições em VIP-3D. Figura retirada de Marins [27].

Pelo fato de Marins ter obtido bons resultados com esta técnica (inclusive uma ótima comparação com os dados de ALD no caso de Marins), decidiu-se aplicar a mesma para este estudo. Logo no começo a aplicação desta técnica na geometria da válvula ciclônica já se mostrou difícil. Não seria possível utilizar o mesmo alvo de calibração

de Marins, uma vez que o alvo não era suficientemente pequeno para caber nesta nova geometria e a conicidade da válvula ciclônica (cerca de  $6,4^\circ$ ) era maior que do hidrociclone de Marins, o que gerava variações de refração muito grandes ao longo do comprimento do cone. Para tentar suplantar este problema resolveu-se construir um novo alvo de calibração que ocupasse toda a seção cônica da válvula. Este alvo pode ser observado na Figura (A.3). Após ser devidamente construído, os primeiros testes de calibração com o programa do VIP foram iniciados. No entanto, os resultados não foram bons. Além da conicidade, as dimensões do cone eram menores que o hidrociclone de Marins, o que gerava um efeito de lente ainda maior e conseqüentemente uma maior distorção da imagem. O diâmetro de entrada do cone desta válvula ( $25mm$ ) era menor que o diâmetro de saída do cone do hidrociclone de Marins ( $26mm$ ). Várias tentativas de calibração foram realizadas, mas todas resultaram em erros muito elevados. Por conseguinte, optou-se por não utilizar a técnica VIP para o estudo deste escoamento.

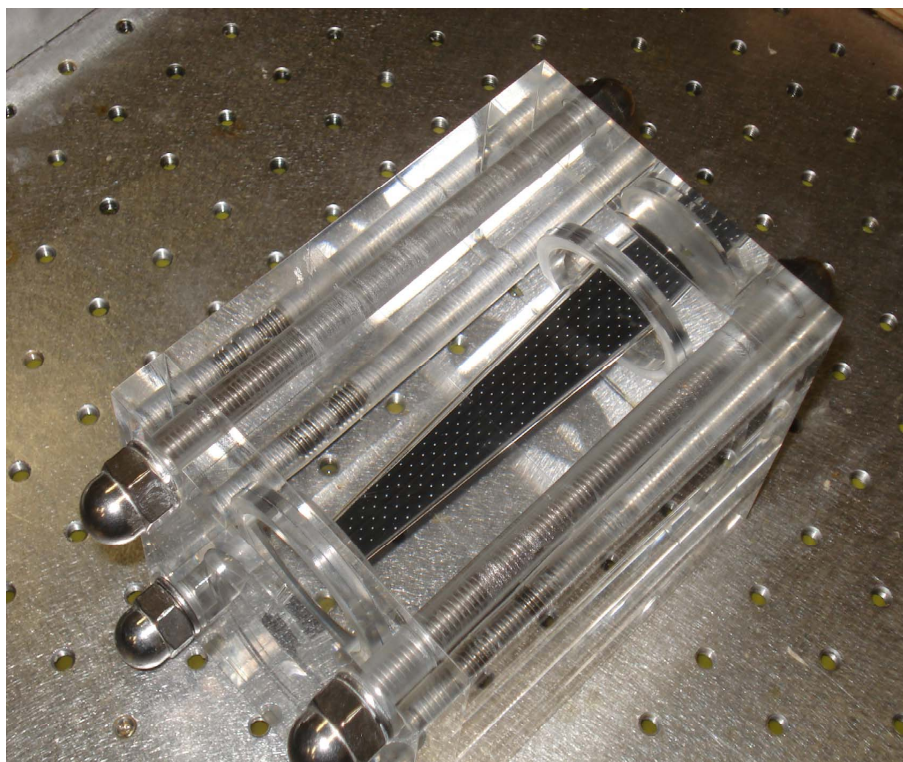


Figura A.3: Chapa de calibração utilizado na válvula para as medições em VIP-3D.

Para uma melhor e mais completa informação sobre a técnica VIP, consultar

Duarte [12], Marins [27] e Zotin [58].

# Apêndice B

## Algoritmo para cálculo da velocidade axial

```
EspessuraAcril=50;lambda=658;DistFocal=90;BeamSpacing=17;
NetaFl=1.3397;NetaMeio=1.4879;NetaMeiob=1.5013;CompParteConica=107.8;
RaioMaior=12.5;RaioMenor=6.65;Vsx=EspessuraAcril-RaioMaior;
Vsy=CompParteConica;Vix=EspessuraAcril-RaioMenor;Viy=0;
Off[General::spell]
Valvula[x_, Section_] := -((Vsy-Viy)/(Vix-Vsx))*(x-Vix)-Section
AngValv=ArcTan[(Vsy-Viy)/(Vix-Vsx)]*180/Pi
DistCon[Section_] := Solve[Valvula[x,Section]==0,x][[1,1,2]]
Alpha1=N[ArcTan[(BeamSpacing/2)/DistFocal]*180/Pi]
FcaoIntArFaceE[x_,DistProbe_] := -Tan[Alpha1*Pi/180]*(x+DistProbe)+BeamSpacing/2
FcaoIntArFaceD[x_,DistProbe_] := +Tan[Alpha1*Pi/180]*(x+DistProbe)-BeamSpacing/2
YIntArFaceE[DistProbe_] := FcaoIntArFaceE[0,DistProbe]
YIntArFaceD[DistProbe_] := FcaoIntArFaceD[0,DistProbe]
Alpha2=ArcSin[(1/NetaMeio)*Sin[Alpha1*Pi/180]]*180/Pi
lambdaacrilico = lambda*1/NetaMeio
FcaoMeioE[x_,DistProbe_] := -Tan[Alpha2*Pi/180]*x+YIntArFaceE[DistProbe]
FcaoMeioD[x_,DistProbe_] := +Tan[Alpha2*Pi/180]*x+YIntArFaceD[DistProbe]
CruzXacrilico[DistProbe_] := Solve[-Tan[Alpha2*Pi/180]*x+
```

```

YIntArFaceE[DistProbe]==+Tan[Alpha2*Pi/180]*x+
YIntArFaceD[DistProbe],x][[1,1,2]]
XIntConeE[DistProbe_,Section_] := First[Sort[u/.Solve[-Tan[Alpha2*Pi/180]*u+
YIntArFaceE[DistProbe]==Valvula[u,
Section],u],Less]]
XIntConeD[DistProbe_,Section_] := First[Sort[u/.Solve[+Tan[Alpha2*Pi/180]*u+
YIntArFaceD[DistProbe]==Valvula[u,
Section],u],Less]]
YIntConeE[DistProbe_,Section_] := FcaoMeioE[XIntConeE[DistProbe,
Section],DistProbe]
YIntConeD[DistProbe_,Section_] := FcaoMeioD[XIntConeD[DistProbe,
Section],DistProbe]
Beta1E:=180-AngValv-90
Beta1D[DistProbe_,Section_] := ArcTan[((Abs[YIntArFaceD[DistProbe]-
YIntConeD[DistProbe,Section]])/
XIntConeD[DistProbe,Section]])*180/Pi
Alpha3E:=Beta1E+Alpha2
Alpha3D:=AngValv+Alpha2-90
Alpha4E:=ArcSin[(NetaMeiob/NetaFl)*Sin[Alpha3E*Pi/180]]*180/Pi
Alpha4D:=ArcSin[(NetaMeiob/NetaFl)*Sin[Alpha3D*Pi/180]]*180/Pi
FcaoFlE[x_,DistProbe_,Section_] := -Tan[(AngValv+Alpha4E-90)*Pi/180]*x+
YIntConeE[DistProbe,Section]-(-
Tan[(AngValv+Alpha4E-90)*Pi/180])*
XIntConeE[DistProbe,Section]
FcaoFlD[x_,DistProbe_,Section_] := x*Tan[(Alpha4D+90-AngValv)*Pi/180]+
(YIntConeD[DistProbe,Section]-
XIntConeD[DistProbe,Section]*
(Tan[(Alpha4D+90-AngValv)*Pi/180]))
CruzXFluido[DistProbe_,Section_] := Solve[-Tan[(AngValv+Alpha4E-90)*
Pi/180]*x+YIntConeE[DistProbe,Section]-

```

```

(-Tan[(AngValv+Alpha4E-90)*Pi/180])*
XIntConeE[DistProbe,Section]==x*Tan[(
Alpha4D+90-AngValv)*Pi/180]+(YIntConeD
[DistProbe,Section]-XIntConeD[DistProbe,
Section]*(Tan[(Alpha4D+90-AngValv)*
Pi/180])),x][[1,1,2]]

AngFeixesFl=180-(90-Alpha4E)-(90-Alpha4D)
lambdafluido=lambdaacrilico*NetaMeiob/NetaFl
angulolaserfluido=AngFeixesFl/2
FringeSpace=(lambdafluido/1000)/(2*Sin[angulolaserfluido Degree])
Gamma1E=90-(AngFeixesFl/2)
Gamma2E=180-(90-Alpha4E)-(180-AngValv)
Theta=90-Gamma1E-Gamma2E
Cos[ThetaDegree]

Manipulate[DistCon[Section],Style["Distância da parede de acrílico até a
superfície da partecônica.",Bold,Medium],{{Section,10},0,
CompParteConica}]

Manipulate[{XIntConeE[DistProbe,Section],XIntConeD[DistProbe,Section]},
Style["Ponto em que os dois lasers intercepta a parte cônica
em x",Bold,Medium],{{DistProbe,60},0,DistFocal,0.01},
{{Section,10},0,CompParteConica}]

Manipulate[Show[{Plot[FcaoIntArFaceE[x,DistProbe],{x,-DistProbe,0},
AxesOrigin->{0,0},PlotRange->All],Plot[FcaoIntArFaceD[x,
DistProbe],{x,-DistProbe,0},AxesOrigin->{0,0},PlotRange->All],
Plot[FcaoMeioE[x,DistProbe],{x,0,XIntConeE[DistProbe,Section]}],
Plot[FcaoMeioD[x,DistProbe],{x,0,XIntConeD[DistProbe,Section]}],
AxesOrigin->{0,0},PlotRange->{-10,10}],Plot[Valvula[x,Section],
{x,Vsx,Vix},AxesOrigin->{0,0},PlotRange->{-10,10}],Plot[FcaoFlE[
x,DistProbe,Section],{x,XIntConeE[DistProbe,Section],
EspessuraAcril+RaioMaior},AxesOrigin->{0,0},PlotRange->All],

```

```

Plot[FcaoF1D[x,DistProbe,Section],{x,XIntConeD[DistProbe,
Section],EspessuraAcril+RaioMaior},AxesOrigin->{0,0},
PlotRange->All]],Style["Esquemático da refração dos dois
lasers em todas as regiões da válvula.",Bold,Medium],{{DistProbe
,60},0,DistFocal,0.01},{{Section,10},0,CompParteConica]}
Manipulate[If[DistProbe>DistCon[Section],CruzXacrilico[DistProbe],
CruzXFluido[DistProbe,Section]],Style["Ponto em que os dois
lasers se cruzam em x.",Bold,Medium],{{DistProbe,60},0,
DistFocal,0.01},{{Section,10},0,CompParteConica]}

```

# Apêndice C

## Algoritmo para cálculo da velocidade tangencial

```
EspessuraAcril=50;lambda=658;DistFocal=90;BeamSpacing=17;
NetaFl=1.3397;NetaMeio=1.4879;NetaMeiob=1.5013;CompParteConica=107.8;
RaioMaior=12.5;RaioMenor=6.65;Vsx=EspessuraAcril-RaioMaior;
Vsy=CompParteConica;Vix=EspessuraAcril-RaioMenor;Viy=0;
Valvula[x_] := -((Vsy-Viy)/(Vix-Vsx))*x+(Vsy+Vsx((Vsy-Viy)/(Vix-Vsx)))
y[x_,Section_] := Section
IntPtSectionCone[Section_] := Solve[Valvula[x]==y[x,Section],x][[1,1,2]]
RaioSection[Section_] := EspessuraAcril-IntPtSectionCone[Section]
DistCirc[Raio_] := Solve[0==Sqrt[Raio^2-(u-EspessuraAcril)^2],u][[1,1,2]]
Alpha1=N[ArcTan[(BeamSpacing/2)/DistFocal]*180/Pi]
RaioAr[x_,DistProbe_] := -Tan[Alpha1*Pi/180]*(x+DistProbe)+BeamSpacing/2
Alpha2=ArcSin[(1/NetaMeio)*Sin[Alpha1*Pi/180]]*180/Pi
YIntArFace[DistProbe_] := (BeamSpacing/2)-DistProbe*Tan[Alpha1*Pi/180]
lambdaacrilico=lambda*1/NetaMeio
RaioMeio[x_,DistProbe_] := -Tan[Alpha2*Pi/180]*x+YIntArFace[DistProbe]
CruzXacrilico[DistProbe_] := Solve[-Tan[Alpha2*Pi/180]*x+YIntArFace[
    DistProbe]==0,x][[1,1,2]]
IntPt[DistProbe_,Raio_] := First[Sort[u/.Solve[-Tan[Alpha2*Pi/180]*u+
```



```

      (BeamSpacing/2)-DistProbe*Tan[Alpha1*Pi/180]==
      Sqrt[Raio^2-(u-EspessuraAcril)^2],u],Less]]
Beta1[DistProbe_,Raio_]:=Re[ArcSin[(EspessuraAcril-IntPt[DistProbe,
      Raio])/Raio]*180/Pi]
Beta2[DistProbe_,Raio_]:=180-Alpha2-90-Beta1[DistProbe,Raio]
Alpha3[DistProbe_,Raio_]:=ArcSin[(NetaMeiob/NetaFl)*Sin[(Beta2[DistProbe,
      Raio])*Pi/180]]*180/Pi
Ypt[DistProbe_,Raio_]:=-Tan[Alpha2*Pi/180]*(IntPt[DistProbe,Raio])+
      YIntArFace[DistProbe]
RaioFl[Raio_, x_,DistProbe_]:=-Tan[(90-Alpha3[DistProbe,Raio]-Beta1[
      DistProbe,Raio])*Pi/180]*(x-IntPt[DistProbe,
      Raio])+Ypt[DistProbe,Raio]
CruzXFluido[DistProbe_, Raio_]:=Solve[-Tan[(90-Alpha3[DistProbe,Raio]-
      Beta1[DistProbe,Raio])*Pi/180]*(x-
      IntPt[DistProbe,Raio])+Ypt[DistProbe,
      Raio]==0,x][[1,1,2]]
AngFeixesFl[DistProbe_,Raio_]:=2*ArcTan[Tan[(90-Alpha3[DistProbe,Raio]-
      Beta1[DistProbe,Raio])*Pi/180]]*180/Pi
lambdafluido=lambdaacrilico*NetaMeiob/NetaFl
angulolaserfluido[DistProbe_,Raio_]:=AngFeixesFl[DistProbe,Raio]/2
FringeSpace[DistProbe_,Raio_]:=(lambdafluido/1000)/(2*Sin[
      angulolaserfluido[DistProbe,Raio]Degree])
Manipulate[RaioSection[Section],Style["Raio correspondente a secção de
      escolha",Bold,Medium],{Section,0,CompParteConica,0.01}]
Manipulate[Show[Plot[RaioAr[x,DistProbe],{x,-DistProbe,0}],Plot[RaioMeio[x,
      DistProbe],{x,0,IntPt[DistProbe,Raio]}],Plot[RaioFl[Raio,x,
      DistProbe],{x,IntPt[DistProbe,Raio],EspessuraAcril+12.5}],
      Graphics[Circle[{EspessuraAcril,0},Raio]],AspectRatio->Automatic,
      PlotRange->All,AxesOrigin->{0, 0}],Style["Esquémático da refração
      do feixe de laser em todas as regiões da válvula.", Bold, Medium],

```

```

{{DistProbe,57.07},0,DistFocal,0.01},{{Raio,10},RaioMenor,
RaioMaior,0.01}]

```

```

Manipulate[If[DistProbe>DistCirc[Raio],CruzXacrilico[DistProbe],CruzXFluido[
DistProbe,Raio]],Style["Ponto em que os dois lasers se cruzam em
x.",Bold,Medium],{{DistProbe,60},0,DistFocal,0.01},{{Raio,10},
RaioMenor, RaioMaior, 0.01}]

```

```

Manipulate[AngFeixesFl[DistProbe,Raio],Style["Ângulo entre os feixes de laser
dentro do fluido",Bold,Medium],{{DistProbe,57.07},0,DistFocal,0.01},
{{Raio,10},RaioMenor,RaioMaior,0.01}]

```

```

Manipulate[FringeSpace[DistProbe,Raio],Style["Espaçamento entre as Franjas
[\[Mu]m]",Bold,Medium],{{DistProbe,57.07},0,DistFocal,0.01},
{{Raio,10},RaioMenor,RaioMaior,0.01}]

```