



Eric Willemsens

**Aplicação da Técnica de PIV Tomográfico na Medição de Campo de
Velocidade em Escoamento Turbulento**

PROJETO DE GRADUAÇÃO

Orientador: Prof. Luis Fernando Alzuguir Azevedo
Co-orientador: Fábio Jessen W. A. Martins

Rio de Janeiro
Junho 2016

Dedicatória

Dedico este trabalho ao meu irmão Victor, amigo de sempre e guerreiro incansável. *“Strong mind, strong body”*.

Agradecimentos

Aos meus pais Claudio e Kátia, pelo empenho em me dar a melhor educação possível e por todo o carinho.

Ao meu irmão Victor, por todas as conversas e ensinamentos.

A todo o pessoal do Laboratório de Mecânica do Fluidos, por tornar o trabalho bem mais leve e divertido.

Ao orientador desse projeto Luis Fernando Azevedo, por ter me aceitado duas vezes em seu laboratório e pelo conhecimento transmitido.

Um agradecimento especial ao co-orientador desse projeto, Fabio Martins, por todo o suporte, paciência na orientação e conhecimento transmitido.

A todos os meus amigos, pelos essenciais momentos de diversão.

Resumo

Willemsens, E.; Azevedo, L.F.A.; Martins, F.J.W.A.. **Aplicação da Técnica de PIV Tomográfico na Medição de Campo de Velocidade em Escoamento Turbulento**. Rio de Janeiro, 2016. Projeto de graduação – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

O estudo da turbulência é muito relevante em mecânica dos fluidos. Esse fenômeno complexo e caótico vem sendo objeto de investigação durante muitos anos por estar diretamente relacionado com a eficiência energética de diversas aplicações da engenharia, como aviões e tubulações de elevada extensão, por exemplo. Diversas técnicas de visualização de escoamentos foram desenvolvidas ao longo dos anos para auxiliar este estudo, dentre elas a Velocimetria por Imagem de Partícula Tomográfica (*Tomographic Particle Image Velocimetry – tomo-PIV*). Com esse método se pode obter um campo de velocidades tridimensional do escoamento, sendo possível avaliar todas as derivadas espaciais.

No presente trabalho, a técnica de tomo-PIV foi aplicada em um escoamento turbulento de água em duto de seção quadrada com o objetivo de se obter um campo de velocidades tridimensional. Visto que esse experimento é um dos primeiros no Brasil sobre o tema, buscou-se um entendimento aprofundado sobre o sistema e procedimento utilizados a fim de fomentar futuros estudos. Uma seção de testes foi especialmente adaptada para atender as necessidades do experimento.

Os resultados obtidos mostram que a técnica foi aplicada com sucesso, chegando-se a um campos de velocidade com boa resolução espacial e baixa incerteza, em concordância com experimentos bem executados da literatura. Além disso, o trabalho apresenta uma ampla revisão teórica sobre a técnica, expondo os princípios básicos, equações relevantes, algoritmos envolvidos e principais elementos do sistema.

Palavras-Chave

Escoamento turbulento; visualização; PIV tomográfico; tomo-PIV

Abstract

Willemsens, E.; Azevedo, L.F.A.; Martins, F.J.W.A.. **Tomographic PIV Technique Applied on the Measurement of the Velocity Field of a Turbulent Flow**. Rio de Janeiro, 2016. Undergraduate final Project – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

The study of turbulence is very relevant to fluid mechanics. This complex and chaotic phenomenon has been under investigation for many years because it is directly related to the energy efficiency of various engineering applications, such as airplanes and long pipelines, for example. Several flow visualization techniques have been developed over the years to help the studies, among them the Tomographic Particle Image Velocimetry as known as tomo-PIV. Using this method, it is possible to obtain a three-dimensional flow velocity field, being able to assess all spacial derivatives.

In this study, the tomo-PIV technique was applied in a water turbulent flow inside a square section duct in order to obtain the three-dimensional velocity field. Since this is a recent experiment in Brazil, a thorough understanding of the system and procedure used are important to promote similar future studies. A test section was specially adapted to reach the needs of present experiment.

The results of the present work has demonstrated the succesfully application of tomo-PIV technique. The obtained velocity fields displayed similar accuracy to the literature. Moreover, this research presents a wide literature review on the technique, outlining the basic principles, relevant equations, algorithms involved and main system elements.

Keywords

Turbulent flow; visualization; tomographic PIV; tomo-PIV

Sumário

1	Introdução.....	7
1.1	Motivação.....	7
1.2	Objetivo	8
2	Revisão Bibliográfica.....	9
3	Velocimetria por Imagem de Partícula Tomográfica	11
3.1	Princípio Geral de Funcionamento	11
3.2	Partículas Traçadoras.....	12
3.3	Densidade de Partículas	13
3.4	Teoria de Espalhamento de Mie	14
3.5	Iluminação do Volume	15
3.6	Calibração	16
3.7	Reconstrução Tomográfica	18
3.8	Indicadores de Qualidade.....	21
3.9	Partículas Fantasma.....	23
3.10	Análise de Movimento.....	24
3.11	Pós-Processamento do Campo de Velocidades.....	25
4	Experiência e Procedimento Experimental.....	27
4.1	Bancada Experimental	27
4.2	Validação do Canal de Testes	29
4.3	Sistema tomo-PIV	31
4.4	Concentração de Partículas	33
4.5	Procedimento de Calibração	34
4.6	Procedimento Experimental	38
5	Reconstrução e Processamento	40
6	Apresentação e Discussão dos Resultados.....	43
7	Conclusões	45
8	Referências Bibliográficas.....	46

1 Introdução

1.1 Motivação

O estudo sobre escoamentos turbulentos é bastante desafiador devido a sua natureza complexa. A turbulência pode ser caracterizada por diversas flutuações instantâneas de velocidade, temperatura, tensão de cisalhamento e outras grandezas físicas em um período curto de tempo. A transferência de momento, massa e calor em escoamentos estão relacionadas com essas flutuações e são essenciais para o dimensionamento de diferentes aplicações da engenharia, como bombas, compressores, automóveis, navios, aviões e tubulações de elevada extensão, por exemplo. De acordo com o “Glossary of Oceanographic Terms” (Baker *et al.*, 1966 apud Souza, 2011), escoamentos turbulentos podem ser definidos como: “[...] um estado de escoamento do fluido no qual as velocidades instantâneas exibem flutuações irregulares e aparentemente aleatórias tal que, na prática, apenas propriedades estatísticas podem ser reconhecidas e submetidas a uma análise”. Dessa forma, trata-se de um problema difícil de ser estudado pela comunidade científica, que ainda não possui total compreensão a respeito do tema.

Para isso, os estudos sobre mecânica dos fluidos sempre contaram com experiências de observação qualitativa e não somente experiências quantitativas. Os estudos sobre visualização de escoamentos mais antigos reconhecidos pela literatura remontam de Leonardo da Vinci através de seus desenhos mostrando campos de escoamentos ao redor de objetos. Cerca de 400 anos depois, Osborne Reynolds e Ludwig Prandtl também contribuíram com seus estudos sobre a transição laminar-turbulento de escoamentos em dutos e sobre escoamentos próximos a paredes respectivamente. Com o avanço da tecnologia, estudos de visualização, que eram apenas qualitativos, puderam ser rotulados como quantitativos também. Atualmente, empregando-se equipamentos como câmeras digitais, fontes de iluminação de elevada energia e computadores, é possível utilizar avançadas técnicas para medição de campos instantâneos de velocidade que, antigamente, não eram acessíveis. O método conhecido como *Velocimetria por Imagem de Partícula*, ou PIV, do inglês *Particle Image Velocimetry*, é capaz de extrair diversas informações quantitativas em uma região do escoamento.

Resumidamente, a técnica de PIV é capaz de determinar a velocidade de partículas traçadoras dispersas no fluido estudado e iluminadas por um plano através de uma fonte de luz pulsada. Câmeras digitais de alta velocidade capturam a posição das partículas em dois instantes de tempo conhecidos, sendo possível calcular a velocidade de grupos de partículas por meio de processamento de imagens em uma região do espaço, proporcionando um grande avanço em relação às técnicas de medição pontual.

O método chamado de *Velocimetria por Imagem de Partícula Tomográfica*, ou do inglês *Tomographic Particle Image Velocimetry* (de forma abreviada, tomo-PIV) é uma evolução do tradicional PIV. Enquanto a técnica de PIV utiliza uma ou duas câmeras para medir um campo de velocidades 2D do escoamento, o tomo-PIV utiliza tipicamente quatro câmeras para obter um campo de velocidades 3D. No tomo-PIV, obtém-se a medição dos 3 componentes do vetor velocidade em um volume do escoamento, podendo este ser ainda uma medição revolvida no tempo dependendo do sistema empregado. Uma das principais vantagens dessa

técnica é a possibilidade de se avaliar simultaneamente o vetor velocidade e o tensor gradiente de velocidade em um domínio tridimensional. Sendo assim, o estudo quantitativo da dinâmica dos vórtices e estruturas turbulentas do escoamento (Elsinga, 2008), que, por natureza é tridimensional, torna-se mais preciso e detalhado. Além disso, o uso do tomo-PIV reduz a ocorrência de perda de pares de partículas nas imagens consecutivas, um dos principais fatos que afetam a robustez do PIV tradicional.

A técnica de tomo-PIV é uma das mais modernas e complexas para se analisar um fenômeno ainda pouco compreendido, a turbulência. A fim de se obter melhores resultados e otimizações nos processos, ela está sendo cada vez mais estudada por pesquisadores ao redor do mundo. Com o melhor entendimento sobre escoamentos e turbulência, é possível desenvolver sistemas mecânicos mais eficientes energeticamente.

1.2 Objetivo

A principal meta desse projeto é empregar a técnica de tomo-PIV na medição do campo de velocidades de um escoamento turbulento de água. Pretende-se entender o funcionamento do sistema estudado: vantagens e desvantagens, principais componentes e suas utilidades, princípios básicos e equações, captura e processamento de dados.

2 Revisão Bibliográfica

Kim e Chung (2004 apud Scarano, 2013) foram os primeiros a utilizar a expressão PIV Tomográfico no título de uma pesquisa científica. O estudo investigava o escoamento em uma cavidade nasal, utilizando a técnica de PIV simples em vários planos distintos. Sendo assim, o termo tomográfico nesse contexto se refere à divisão da região de observação em seções, o que está de acordo com a etimologia da palavra *tomos*, que significa “parte”, “fração”, “pedaço” em grego. Embora, os experimentos de Kim e Chung tenham gerado um campo de velocidades em 3D, a comunidade científica atual não entende que os experimentos tenham utilizado a técnica de PIV Tomográfico.

Elsinga *et al.* (2005 apud Scarano, 2013) apresentaram no 6º simpósio internacional de PIV no Instituto de Tecnologia da Califórnia (California Institute of Technology – Caltech), os dois primeiros artigos sobre a técnica de tomo-PIV de fato. Desde então, uma série de grupos de pesquisa científica começaram a estudar diversos aspectos sobre o tema, inicialmente com foco em métodos de reconstrução. Os estudos tinham como principal aplicação escoamentos turbulentos, já que se trata de um assunto ainda não muito bem compreendido pela comunidade científica. Com o passar dos anos, a técnica de tomo-PIV se demonstrou adequada e recomendada para o estudo de escoamentos tridimensionais segundo Scarano (2013).

Elsinga *et al.* (2006) empregaram as técnicas *Algebraic Reconstruction Technique* (ART) e *Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique* (MART) na reconstrução tomográfica. O algoritmo MART apresentou melhor performance se tornando a técnica de reconstrução mais popular até os dias de hoje. Ademais, Elsinga estudou o problema de partículas irreais no volume reconstruído (chamadas de “partículas fantasmas”). Tais partículas apresentaram intensidade luminosa menor do que as partículas traçadoras reais e deslocamento não coerente entre os volumes consecutivos empregados no cálculo dos campos de velocidade.

O Departamento de Engenharia Aeroespacial da Universidade Técnica de Delft (TU Delft) e a companhia alemã LaVision foram pioneiros nos estudos. Elsinga (2008) usou a técnica de Tomo-PIV para estudar a camada limite de escoamentos e investigou aspectos sobre partículas fantasmas. Wieneke e Taylor (2006 apud Scarano, 2013) demonstraram as vantagens de um sistema de PIV 3D com planos de laser mais espessos em relação ao método de PIV plano convencional. Wieneke, posteriormente em 2008, desenvolveu uma importante técnica de auto-calibração 3D que contribuiu para a drástica melhora de qualidade da reconstrução tomográfica.

A reconstrução tomográfica do volume é a principal novidade da técnica de tomo-PIV em relação ao PIV tradicional, assim muita atenção e esforço foram dedicados para otimizar esta etapa. Em 2008, Worth e Nickels (apud Scarano, 2013) da Universidade de Cambridge produziram um método rápido de reconstrução do objeto (*multiplicative first guess* ou MFG). Worth, em 2010, ainda avaliou a eficiência da técnica de Tomo-PIV aplicada em turbulência isotrópica através de um estudo numérico. O método desenvolvido por Worth e Nickels foi estudado mais a fundo na Universidade de Monash (Austrália), onde Atkinson e Soria (2009 apud Scarano, 2013) desenvolveram o algoritmo de reconstrução MLOS-MART e o aplicaram no estudo da camada limite turbulenta.

O grupo alemão DLR-Gottingen foi um dos primeiros a entrar no segmento de tomo-PIV e fez experimentos pioneiros com PIV resolvido no tempo para estudar camadas limites turbulentas. Eles ainda procederam em formas avançadas de reconstrução tomográfica. O trabalho da Universidade de Mannheim (Alemanha) investigou as propriedades matemáticas da reconstrução tomográfica (Petra *et al.*, 2009 apud Scarano, 2013).

O uso da técnica de reconstrução tridimensional ficou mais conhecida depois de 2009, quando várias aplicações foram mostradas na conferência de Lisboa sobre o emprego de laser em mecânica dos fluidos. Na Universidade de Minnesota (EUA), Ortiz-Dueñas *et al.* (2010 apud Scarano, 2013) fizeram as primeiras medições em escoamentos multifásicos. Já na Universidade de Nápoles, técnicas digitais para acelerar a reconstrução e a interrogação de partículas foram estudadas por Discetti e Astarita em 2010 (apud Scarano, 2013). Similarmente, Bilsky (2011 apud Scarano, 2013) do Instituto de Termofísica da Rússia investigaram métodos computacionais para reduzir problemas de reconstrução.

Novara *et al.* (2010) investigou o erro aleatório inerente à medição do campo de velocidade causado, em parte, pelo movimento coerente de algumas partículas fantasmas presentes na reconstrução tomográfica. Ainda em 2010, Novara introduziu a técnica *Motion Tracking Enhancement* (MTE) que combina o procedimento de reconstrução com a estimativa do campo de deslocamento das partículas. Apesar da técnica exigir maior esforço computacional do que o algoritmo MART tradicional, ela é capaz de atingir resultados mais precisos, especialmente em casos com alta densidade de partículas.

Thomas *et al.* (2014) investigou o uso do método de reconstrução *Block-Iterative MART* (BIMART) e chegou a resultados duas vezes mais rápido do que usando o método MART. Também em 2014, Thomas *et al.* fizeram um estudo sintético e experimental sobre diferentes parâmetros que impactam na reconstrução do volume, tais como: pré-processamento de imagens, discretização do volume, densidade de partículas, ângulo entre as câmeras, inicialização do algoritmo de reconstrução, funções de ponderação destes algoritmos e espessura do volume.

Schanz *et al.* (2014) trabalhou no método “*Shake the Box*” (STB) *Particle Tracking Velocimetry* (PTV). Esse método utiliza informações temporais no processo de determinação da posição das partículas e se mostrou bastante eficiente para casos com alta densidade de partículas.

O cenário acima revela o impacto que a técnica de tomo-PIV causou na comunidade científica. Além disso, essa técnica ganhou muita visibilidade no Simpósio Internacional de PIV e na conferência de Lisboa desde 2009, bem como em outras conferências sobre aplicações de laser em mecânica dos fluidos.

3 Velocimetria por Imagem de Partícula Tomográfica

3.1 Princípio Geral de Funcionamento

Para se obter o campo de velocidades de um dado escoamento, a técnica de tomo-PIV se baseia na determinação do campo de deslocamento de partículas traçadoras inseridas no fluido avaliado em um determinado instante de tempo. Pelo fato das partículas não influenciarem a dinâmica do escoamento, como o tubo de Pitot por exemplo, esta é uma técnica não intrusiva.

A Figura 3.1 mostra as principais etapas da técnica de tomo-PIV. Um feixe de luz proveniente de uma fonte luminosa pulsada é transformado em um volume de luz através de um arranjo de lentes e espelhos. Esse volume ilumina uma região de um escoamento que contém partículas traçadoras. O espalhamento de luz dessas partículas é capturado em sincronia com os pulsos da fonte luminosa por um sistema de câmeras que visualizam a região iluminada através de diferentes posições. Com isto, obtém-se uma sequência de pares de imagens para cada câmera, um par para cada instante de tempo. O intervalo entre os pulsos de luz deve ser escolhido levando em conta os tempos característicos do escoamento estudado. A reconstrução tomográfica da distribuição das partículas no volume é obtida através das imagens correspondentes do volume real. Normalmente, o método MART (*multiplicative algebraic reconstruction techniques*) é utilizado nesta reconstrução. A análise do movimento das partículas é feita através de uma correlação tridimensional de um par de volumes reconstruídos. Ao invés de analisar o movimento de cada partícula individualmente, calcula-se o movimento de um conjunto de partículas em um subvolume (chamado volume de interrogação). Com a informação do deslocamento das partículas e do intervalo de tempo entre os pulsos de luz do par de volumes, calcula-se o campo de velocidades do escoamento.

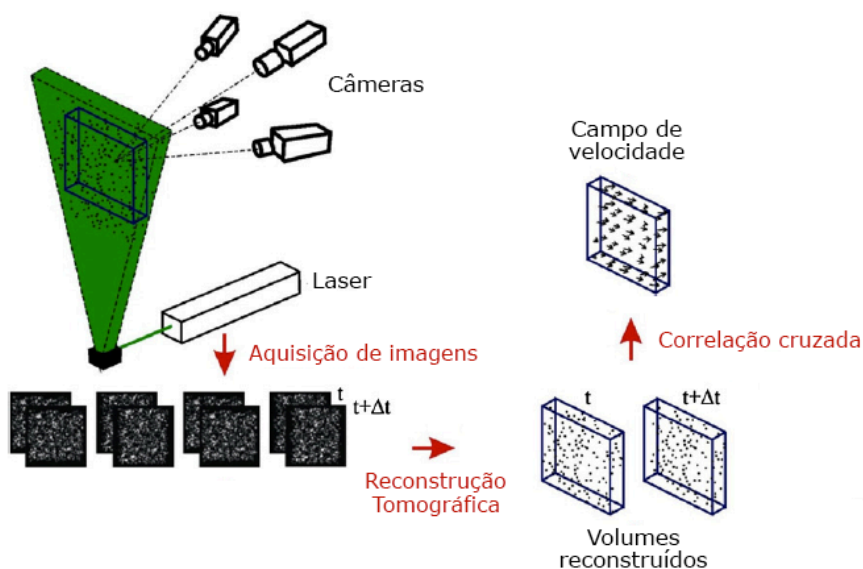


Figura 3.1: Princípio básico de funcionamento da técnica de tomo-PIV (adaptado de Scarano, 2013).

3.2 Partículas Traçadoras

A técnica de Tomo-PIV é uma forma de medição indireta do campo de velocidade, uma vez que é medido a velocidade das partículas traçadoras e não do fluido efetivamente. Por este motivo, e visando minimizar discrepâncias na medição, adotam-se partículas específicas para cada fluido de forma que elas sigam, o mais fielmente possível, o escoamento.

As partículas devem ser pequenas suficientes e possuir massa específica semelhante à do fluido para poderem acompanhar o escoamento. Por outro lado, elas devem ser grandes o bastante e apresentar índice de refração distinto do índice do fluido para que possam espalhar luz suficiente e, assim, terem suas imagens bem capturadas pelas câmeras.

Segundo Abrantes *et al.* (2012), pode-se estimar a condição de acompanhamento do escoamento pelas partículas através da velocidade de deposição V_t . A lei de Stokes pode ser uma primeira estimativa do valor de V_t , considerando a ação da gravidade:

$$V_t = \frac{1}{18} g \frac{(\rho_p - \rho_f)}{\mu_f} d_p^2 \quad (1)$$

onde g é a aceleração da gravidade, ρ_p é a massa específica das partículas traçadoras, ρ_f é a massa específica do fluido, μ_f é a viscosidade dinâmica do fluido e d_p é o diâmetro da partícula.

Partículas com velocidade de deposição desprezíveis em relação à velocidade do escoamento irão acompanhar o escoamento fielmente. Quando essa relação é significativa, as partículas tendem a decantar e, portanto, não devem ser empregadas no cálculo da velocidade do fluido.

Como pode ser observado na relação matemática da velocidade de deposição V_t , quanto menor o diâmetro da partícula e menor a diferença entre massas específicas, menor será a velocidade de deposição. Nesse sentido, as partículas devem ser pequenas comparadas com a menor escala de variação espacial do fluido. Normalmente, para líquidos, utilizam-se esferas ocas de vidro com diâmetro entre 10 e 50 μm como partículas. Usualmente, as esferas são revestidas com prata visando aumentar o índice de refração e melhorar o contraste das imagens. Em escoamentos gasosos, é necessário usar partículas com diâmetros menores, pois a diferença de densidade entre fluido e partícula é maior. Nesse caso, gotículas de óleo ou de líquidos com diâmetro entre 0,5 e 10 μm são bastante utilizadas como partículas traçadoras.

É possível estimar o diâmetro da imagem de uma partícula d_{im} através do diâmetro da partícula d_p e da ampliação M (Abrantes *et al.*, 2012). Além disso, o efeito da difração da luz em torno da partícula também influencia essa grandeza. A seguinte expressão matemática pode ser usada:

$$d_{im} = \sqrt{(M d_p)^2 + d_{diff}^2} \quad (2)$$

onde,

$$d_{diff} = 2,44(M + 1)\lambda f_{\#} \quad (3)$$

onde d_{diff} é o diâmetro relativo à difração, λ é o comprimento de onda da luz empregada e $f_{\#}$ é a abertura da lente, definida como a razão entre sua distância focal e seu diâmetro de abertura.

É importante que as partículas estejam em foco. Esta condição é atendida quando a profundidade de foco δ_z é maior ou igual à espessura do volume iluminado ΔZ (Abrantes *et al.*, 2012). A profundidade de foco pode ser determinada por:

$$\delta_z = 4 \left(1 + \frac{1}{M} \right)^2 \lambda f_{\#}^2 \quad (4)$$

Com o objetivo de se obter bons resultados aplicando a técnica de Tomo-PIV é muito importante que a escolha das partículas traçadoras seja feita de forma correta. O cuidado é necessário para que as imagens capturadas das partículas tenham bom contraste e foco. Entretanto, além do tipo de partícula escolhido, a densidade delas no meio fluido é outro fator importante que influencia o resultado.

3.3 Densidade de Partículas

A concentração de partículas traçadoras dentro do volume estudado (região iluminada) está relacionada com a resolução espacial da medição. Para aumentar a resolução espacial é necessário o aumento da quantidade de partículas dentro do volume, o que deteriora a qualidade de reconstrução (Elsinga *et al.*, 2006). Elsinga *et al.* (2006) mostraram que um sistema com 4 câmeras consegue reconstruir o volume de boa qualidade com uma concentração de partículas na imagem de 0,05 ppp (partículas por pixel). Outra forma de medir a quantidade relativa de partículas é a densidade da imagem N_s expressa por (Abrantes *et al.*, 2012):

$$N_s = C \Delta z \frac{\pi d_{im}^2}{4 M^2} \quad (5)$$

onde C é o número de partículas por volume e Δz é a espessura do volume iluminado. A relação entre quantidade de partículas por pixel e a densidade da imagem pode ser observada na igualdade matemática abaixo (Scarano, 2013):

$$N_s = ppp \cdot A_p \quad (6)$$

onde $A_p = (\pi/4)(d_{im}^*)^2$ é a área efetiva da imagem de partícula (em pixels) e $d_{im}^* = d_{im}/\Delta_{pixel}$ representa a diâmetro da imagem normalizado. Em um tomo-PIV padrão, uma densidade de partículas de 0,05 ppp é equivalente a $N_s=0,16$, aproximadamente (Scarano, 2013).

3.4 Teoria de Espalhamento de Mie

A fim de se obter imagens de partículas com bom contraste, é necessário atentar à potencia de luz espalhada pelas mesmas. A otimização do espalhamento de luz é tão importante quanto o emprego da potência de iluminação apropriada. A luz espalhada pelas partículas é função do seu tamanho, da relação entre os índices de refração das partículas e do fluido, de sua forma e orientação. O ângulo de observação das câmeras e a polarização da luz também influenciam no espalhamento.

Segundo Abrantes *et al.* (2012), a teoria de espalhamento de Mie se aplica quando o diâmetro d_p de partículas esféricas é maior do que o comprimento de onda λ da luz incidente. Basicamente, três mecanismos são responsáveis por espalhar a luz: difração, reflexão e refração. Na Figura 3.2, é possível observar o padrão de espalhamento que ocorrem em partículas esféricas:

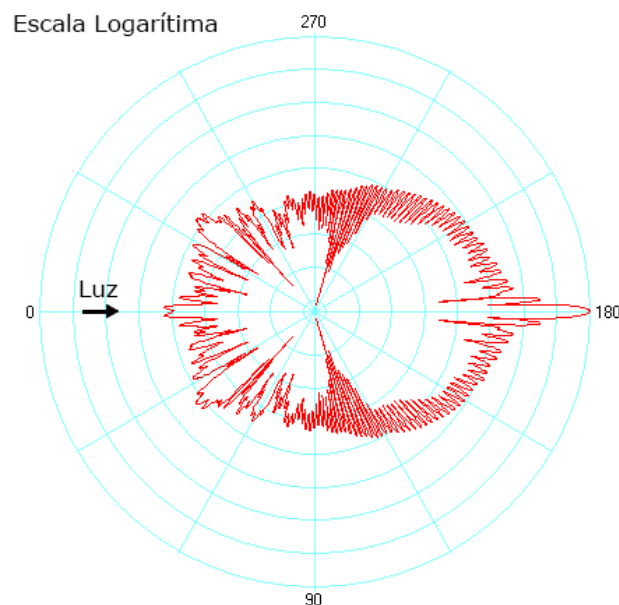


Figura 3.2: Espalhamento de luz causado por uma partícula esférica (adaptado de www.philiplaven.com).

O maior máximo percebido à direita é gerado basicamente pela difração. O restante dos máximos que ocorrem entre 0° e 180° são formados por uma combinação entre difração, reflexão e refração. O espalhamento de Mie pode ser caracterizado de acordo com o diâmetro normalizado q :

$$q = \frac{\pi d_p}{\lambda} \quad (7)$$

Caso q seja maior do que um, aproximadamente q máximos locais irão aparecer no intervalo angular entre 0° e 180°. Dessa forma, o observador percebe a intensidade das partículas dependendo de sua posição. Denomina-se de *forward scattering* a situação em que a posição das câmeras está próxima a 180° da luz incidente, *backward scattering* quando ocorre próxima a 0° da luz incidente e *side scattering* quando a observação acontece em torno de 90°.

A eficiência do espalhamento depende da razão entre os índices de refração da partícula e do fluido. Como o índice de refração do ar é consideravelmente menor do que o da água, o espalhamento de luz de partículas imersas nesse meio é pelo menos uma ordem de grandeza mais poderoso do que na água. Dessa forma, é preciso utilizar partículas maiores na água para se obter uma intensidade que possa ser capturada pelas câmeras.

Como o espalhamento de luz ocorre em todas as direções, a luz que é capturada nas imagens de tomo-PIV não é resultado apenas da iluminação direta, mas também da luz proveniente de outras partículas e refletida pelas superfícies da seção de testes. Sendo assim, escoamentos com alta concentração de partículas pode ter seu nível de ruído aumentado significativamente.

3.5 Iluminação do Volume

Teoricamente, qualquer fonte de luz pulsada pode ser utilizada para fazer o registro de imagens de tomo-PIV. Os lasers de estado sólido (que apresentam um material sólido como meio ativo), entretanto, são os mais empregados porque são capazes de emitir luz monocromática com alta densidade de energia (entre 5 e 500 mJ) e possibilitam um bom espalhamento de luz quando incidem nas partículas traçadoras. Dessa forma, os sensores das câmeras conseguem capturar as imagens das partículas sem muita dificuldade.

Existem três elementos principais que compõem uma fonte laser. O meio ativo, que pode ser um gás, semicondutor ou material sólido, a fonte de bombeamento, responsável por excitar o meio ativo através da aplicação de energia; e o ressonador, composto por um jogo de espelhos que permite uma oscilação através do meio ativo e assim aumenta consideravelmente a luz gerada devido ao número de reflexões.

Atualmente, lasers do tipo Nd: YLF (neodymium: yttrium lithium fluoride) são os mais utilizados para fazer medições de alta resolução temporal. Esse tipo de laser de estado sólido opera com frequências que podem chegar até 10 kHz. A energia por pulso varia entre 10 a 30 mJ para frequências de até 1 kHz, e diminui para frequências maiores.

Para que o feixe de luz que sai do laser possa iluminar as partículas traçadoras na forma de um volume de luz, é preciso utilizar um jogo ótico de espelhos e lentes. Para um sistema de Tomo-PIV, usualmente se emprega uma lente cilíndrica, responsável por expandir o feixe, e um filtro faca, utilizado para controlar as bordas do volume de luz. É importante comentar que a intensidade luminosa é inversamente proporcional ao volume iluminado. Somam-se a esses dois elementos óticos, espelhos para alterar a direção do feixe de luz. Deve-se utilizar o menor arranjo ótico possível, pois o feixe de luz perde energia cada vez que ele passa por um elemento ótico.

Quando o feixe de luz é transformado em um volume luminoso, a densidade de energia é reduzida naturalmente, prejudicando a captura de imagens. Caso essa diminuição seja muito elevada, a utilização de um sistema de passe duplo é um possível artifício para contornar esse problema. Esse sistema requer apenas um espelho plano perpendicular ao eixo de iluminação que reflete a luz do laser para a região de medição uma segunda vez. Geralmente, obtém-se um ganho de 50% (Scarano, 2013).

3.6 Calibração

A reconstrução tomográfica do volume é baseada na relação entre o espaço físico 3D (espaço objeto) e o espaço da imagem, conhecida como função de mapeamento. Esta função relaciona os pontos do espaço objeto (X,Y,Z) com os pontos no plano da imagem de cada câmera i (x,y) .

$$(x_i, y_i) = M_i(X, Y, Z) \quad (8)$$

Geralmente, o processo de calibração se inicia capturando a imagem de um alvo plano com cada câmera do sistema. O alvo de calibração é então deslocado e novas imagens são capturadas. Este procedimento é repetido para diversas posições ao longo da espessura do volume de iluminação, direção Z. O alvo de calibração contém um padrão de marcação composto por pontos ou cruzeiros com coordenadas X,Y conhecidas. A posição correspondente dessas marcações nas imagens de cada câmera (x_i, y_i) pode ser determinada através de processamento de imagens. A função de mapeamento proposta por Soloff *et al.* (1997) é um polinômio de terceira ordem em X e Y ajustado para relacionar as coordenadas do espaço físico e as coordenadas das imagens. Ela pode ser escrita genericamente como:

$$\begin{aligned} x &= a_0 + a_1X + a_2X^2 + a_3X^3 + a_4Y + a_5Y^2 + a_6Y^3 + a_7XY + a_8X^2Y + a_9XY^2 \\ y &= b_0 + b_1X + b_2X^2 + b_3X^3 + b_4Y + b_5Y^2 + b_6Y^3 + b_7XY + b_8X^2Y + b_9XY^2 \end{aligned} \quad (9)$$

onde os coeficiente a_i e b_i são funções da posição Z. Para obter a posição (X,Y) da linha de visão de cada câmera, isto é coordenada (x,y) constante para posições Z intermediárias, pode-se usar interpolação ou extrapolação. A Figura 3.3 ilustra o processo de obtenção das funções de mapeamento:

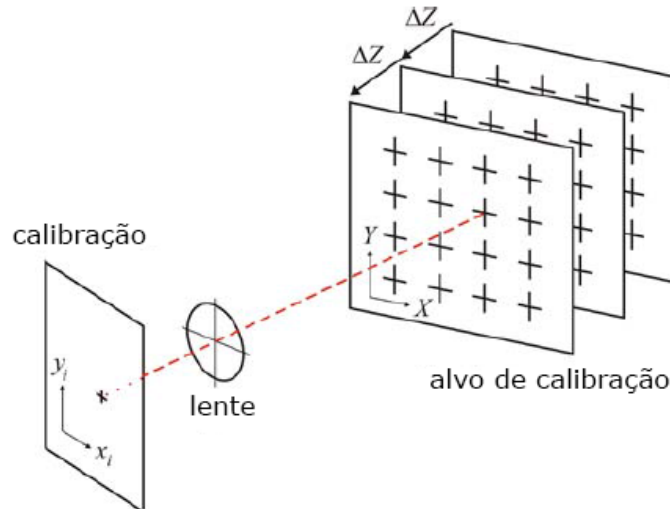


Figura 3.3: Processo de obtenção da função de mapeamento (adaptado de Elsinga, 2008).

Na técnica de tomo-PIV, o plano de calibração não está, necessariamente, alinhado com o plano iluminado como ocorre no PIV estereoscópico, no entanto é importante que as linhas de visão das imagens de partículas de todas as câmeras se interceptem precisamente para que a partícula seja reconstruída adequadamente no volume. Qualquer pequeno desalinhamento maior do que uma fração do tamanho da imagem pode levar a uma reconstrução com qualidade ruim. Fatores como instabilidade mecânica do suporte das câmeras, folga dos adaptadores das lentes, vibrações e variações de temperatura dentro das câmeras são suficientes para prejudicar o procedimento de calibração. Esse tipo de erro, com magnitude maior do que 1 pixel muitas vezes, pode ser observado esquematicamente na Figura 3.4 como a discrepância entre as linhas sólidas e as pontilhadas. Consequentemente, a triangulação das partículas para a criação do volume reconstruído não é perfeita.

Devido às condições inerentes apresentadas, o alinhamento entre as linhas de visão de todas as câmeras deve ser corrigido. Em 2008, Wieneke idealizou um procedimento para detecção e correção de desalinhamentos chamado de auto-calibração do volume. Esse procedimento, aplicado em diversos experimentos na literatura, mostrou-se capaz de corrigir desalinhamentos de até 7 pixels, levando o erro para valores abaixo de 0,2 pixels.

O procedimento de auto-calibração pode ser visto como uma forma de correção da função de mapeamento através das imagens de partículas. O primeiro passo é identificar as partículas mais brilhantes das imagens de cada câmera e fazer a triangulação no volume de medição com determinada incerteza. Nesse primeiro momento, a calibração original é utilizada. No segundo passo, o volume de medição é dividido em sub-volumes e cada posição estimada das partículas é reprojeta na imagem das câmeras utilizando a função de mapeamento original. A posição da reprojeção e a posição inicial da partícula na imagem são comparadas e apresentam uma disparidade conforme a relação matemática abaixo:

$$\mathbf{d}_i = (x_i^r, y_i^r) - (x_i, y_i) \quad (10)$$

onde (x_i^r, y_i^r) é a posição da partícula reprojeta e (x_i, y_i) é a posição da partícula na imagem capturada. Repetindo este procedimento para todas as partículas de um sub-volume, obtém-se um mapa de disparidade conforme Figura 3.5. Estes passos são iterados para as imagens de partícula em instantes de tempo distintos. Os mapas de disparidade são somados para obtenção do pico de disparidade, associado ao vetor disparidade, que representa estatisticamente a distribuição (Figura 3.5). No último passo do procedimento de auto-calibração, um campo de vetores de disparidade é calculado através da contribuição de cada sub-volume. Esse campo é usado para corrigir a função de mapeamento de acordo com a equação abaixo:

$$M_i^c(x, y, z) = M_i(x, y, z) - \mathbf{d}_i(x, y, z) \quad (11)$$

onde $M_i^c(x, y, z)$ é a função de mapeamento corrigida, $M_i(x, y, z)$ é a função de mapeamento e $\mathbf{d}_i(x, y, z)$ é o campo de vetor de disparidades. Este procedimento deve ser repetido diversas vezes, utilizando as funções de mapeamento ajustadas, para a diminuição do erro de calibração.

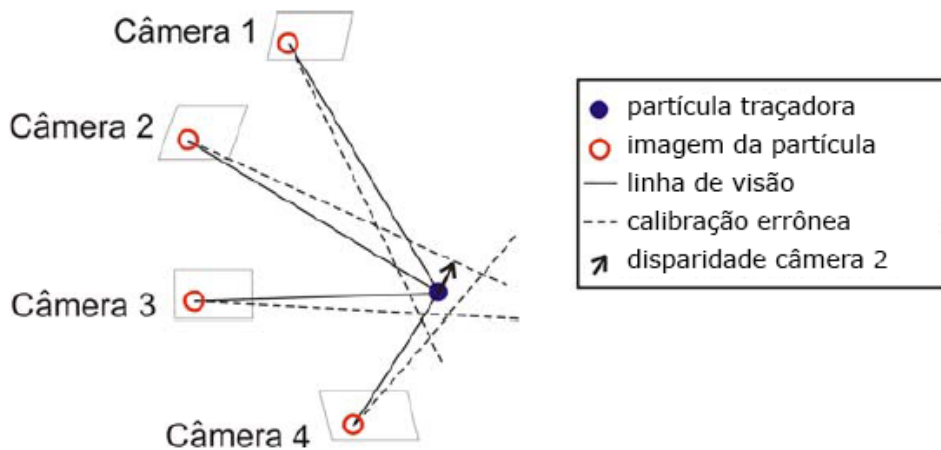


Figura 3.4: Disparidade na triangulação devido a erros de calibração (adaptado de Elsinga, 2008).

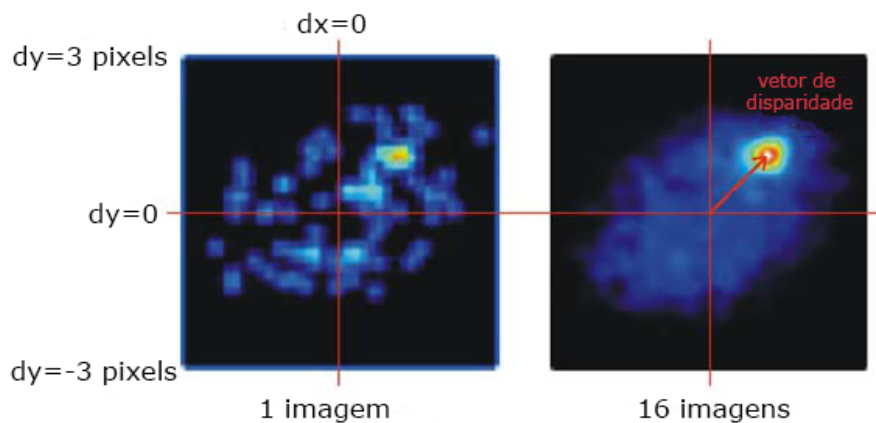


Figura 3.5: Mapa e vetor de disparidade (adaptado de Elsinga, 2008).

3.7 Reconstrução Tomográfica

Uma das principais diferenças do método de tomo-PIV em relação ao PIV tradicional é a necessidade de reconstrução tridimensional da distribuição de partículas. Este fato explica o motivo de tantos trabalhos científicos da área serem voltados para técnicas de reconstrução. A reconstrução do objeto a partir das imagens capturadas pelas câmeras é baseada na função de mapeamento entre o plano da imagem e o espaço físico.

Para mapear as partículas traçadoras no objeto, avalia-se a intensidade de luz das imagens das diferentes câmeras em um mesmo instante de tempo. Consequentemente, o objeto reconstruído apresentará valores de intensidade de luz para cada ponto do espaço. O espaço objeto (X,Y,Z) é discretizado em pequenas unidades de volume (denominadas voxels) que contém intensidade luminosa $E(X,Y,Z)$. De acordo com Scarano(2013), a projeção da intensidade do volume $E(X,Y,Z)$ em uma posição da imagem referente ao i -ésimo pixel (x_i, y_i) se

refere à intensidade de luz captada no pixel $I(x_i, y_i)$. Esta relação pode ser descrita por:

$$\sum_{j \in N_i} w_{i,j} E(X_j, Y_j, Z_j) = I(x_i, y_i) \quad (12)$$

onde N_i é o número de voxels que contribuem com a intensidade do i -ésimo pixel (x_i, y_i) da imagem. Para esses voxels contribuírem, eles precisam ser interceptados pela linha de visão associada ao i -ésimo pixel ou serem vizinhos adjacentes de voxels interceptados. O coeficiente $w_{i,j}$ varia entre 0 e 1 e representa o peso da contribuição do j -ésimo voxel com intensidade $E(X_j, Y_j, Z_j)$ para a intensidade $I(x_i, y_i)$ do i -ésimo pixel em uma determinada câmera. A Figura 3.6 abaixo ilustra como ocorre a projeção da intensidade de luz do volume para a imagem:

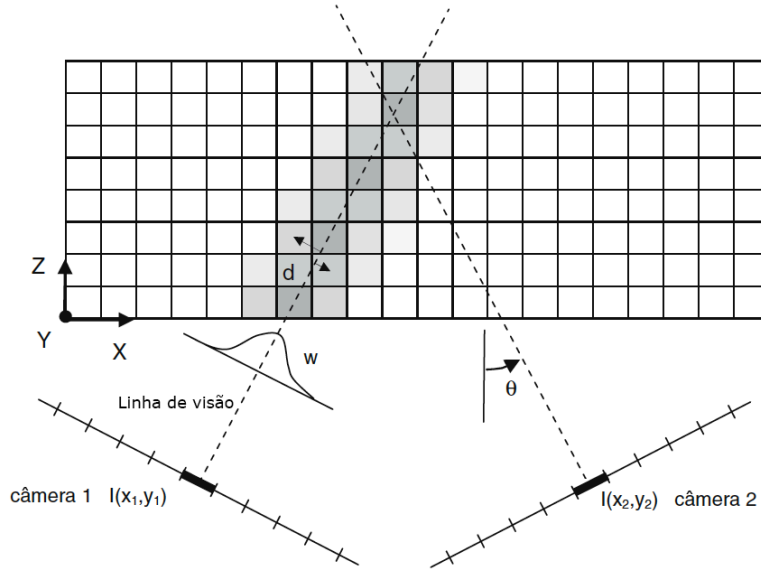


Figura 3.6: Reconstrução tomográfica a partir do volume de investigação discretizado. A escala de cinza representa o valor do coeficiente w . (adaptado de Elsinga, 2006).

Analisando a Figura 3.6, pode-se dizer que a intensidade de luz que o pixel recebe é a intensidade $E(X, Y, Z)$ do objeto integrada ao longo da linha de visão correspondente. Para resolver essa integração e, conseqüentemente, a equação apresentada acima, é possível empregar alguns tipos de algoritmos de reconstrução tomográfica (Scarano, 2013). Dentre tantos algoritmos para determinação da intensidade $E(X, Y, Z)$ do objeto estão *Algebraic Reconstruction Technique* (ART) e o *Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique* (MART). A partir de um valor inicial estimado $E(X, Y, Z)^0$, a intensidade $E(X, Y, Z)$ de cada voxel j é iterada de acordo com (Elsinga *et al.*, 2006):

$$\text{ART: } E_{k+1}(X_j, Y_j, Z_j) = E_k(X_j, Y_j, Z_j) + \frac{I(x_i, y_i) - \sum_{j \in N_i} w_{i,j} E_k(X_j, Y_j, Z_j)}{\sum_{j \in N_i} w_{i,j}^2} \mu w_{i,j} \quad (13)$$

$$\text{MART: } E_{k+1}(X_j, Y_j, Z_j) = E_k(X_j, Y_j, Z_j) \cdot \left(I(x_i, y_i) / \sum_{j \in N_i} w_{i,j} E_k(X_j, Y_j, Z_j) \right)^{\mu w_{i,j}} \quad (14)$$

onde μ é o parâmetro de relaxamento, assumindo valores entre 0 e 2 para o ART e entre 0 e 1 para o MART. O coeficiente w_{ij} garante que somente os voxels ao redor da linha de visão do i -ésimo pixel serão atualizados por vez tanto no método ART quando no MART.

Alguns estudos comparativos entre os métodos ART e MART mostraram que o método MART é mais adequado para realizar a reconstrução tomográfica e por isso se tornou mais bem aceito entre os pesquisadores (Elsinga *et al.*, 2006). A Figura 3.7 ilustra as reconstruções através dos algoritmos ART e MART para três distribuições de partículas distintas. Como pode ser observado, o método ART não consegue eliminar totalmente a intensidade de luz distribuída ao longo das linhas de visão mesmo com um número maior de iterações. Por outro lado, quando a reconstrução é feita pelo algoritmo MART, as intensidades espúrias ao longo das linhas de visão são reduzidas a medida que o número de iterações cresce. Consequentemente, volumes reconstruídos através da técnica MART apresentam melhor qualidade (Martins *et al.*, 2015). Não obstante, para o caso com maior densidade de partículas, mesmo a reconstrução obtida com MART não se mostra muito satisfatória. Sendo assim, um maior número de iterações e a adição de mais uma câmera seriam adequados (Scarano, 2013).

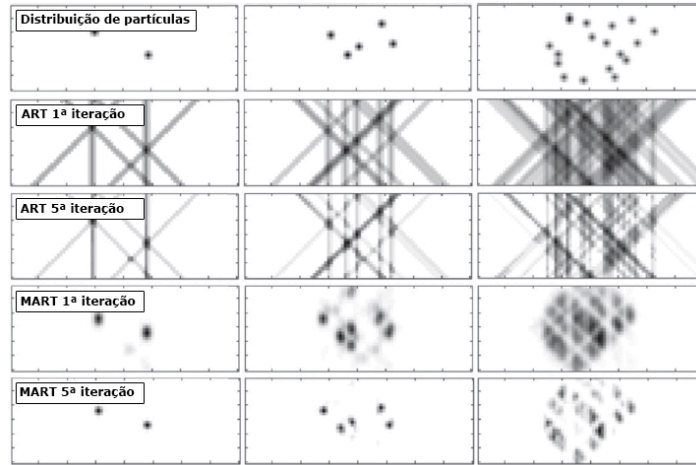


Figura 3.7: Comparação entre os métodos de reconstrução ART e MART (adaptado de Scarano, 2013).

O algoritmo de reconstrução tomográfica *Block-Iterative* MART (BIMART) é outro método bem aceito pelos pesquisadores. Segundo Thomas *et al.* (2014), ele é uma generalização dos métodos MART e SMART (Atkinson e Soria, 2009) e opera dividindo as imagens de partículas em Q blocos, bastante útil na implementação de códigos paralelizados. A intensidade luminosa de cada voxel j é iterada de acordo com:

$$E_{k+1}(X_j, Y_j, Z_j) = E_k(X_j, Y_j, Z_j) \prod_{i, k \in B_Q \cap N_j} \left(I(x_i, y_i) / \sum_{j \in N_i} w_{i,j} E_k(X_j, Y_j, Z_j) \right)^{\mu w_{i,j}} \quad (15)$$

onde B_Q contém os pixels dentro do bloco.

3.8 Indicadores de Qualidade

A análise quantitativa da eficiência das reconstruções tomográficas são feitas, normalmente, a partir de distribuições sintéticas de partículas e de suas projeções (Scarano, 2013). Sendo assim, é possível comparar uma reconstrução feita a partir de imagens geradas por computador com a própria distribuição sintética de partículas. Essa comparação é chamada de fator de qualidade de reconstrução Q :

$$Q = \frac{\sum_{X,Y,Z} E_1(X,Y,Z) \cdot E_0(X,Y,Z)}{\sqrt{\sum_{X,Y,Z} E_1^2(X,Y,Z) \cdot \sum_{X,Y,Z} E_0^2(X,Y,Z)}} \quad (16)$$

A qualidade da reconstrução depende de certos parâmetros, por exemplo: número de câmeras, eficiência do sistema de calibração, intensidade luminosa ao longo do objeto, relação sinal-ruído, densidade e diâmetro das partículas.

Elsinga *et al.* (2006) realizaram um estudo paramétrico a fim de verificar a influência de alguns parâmetros no valor do fator de qualidade. Um fator equivalente a 0,75 foi considerado como o mínimo aceitável para se obter uma reconstrução tomográfica de qualidade. Quando esse critério é respeitado, problemas relacionados à reconstrução não afetam significativamente o nível de erro da correlação cruzada tridimensional usada para calcular o campo de velocidades do escoamento. Os seguintes parâmetros experimentais foram utilizados no estudo de Elsinga: algoritmo MART, três câmeras, densidade de 0,05 partículas por pixel, 5 iterações e sem erros de calibração. A Figura 3.8 mostra alguns gráficos provenientes deste estudo.

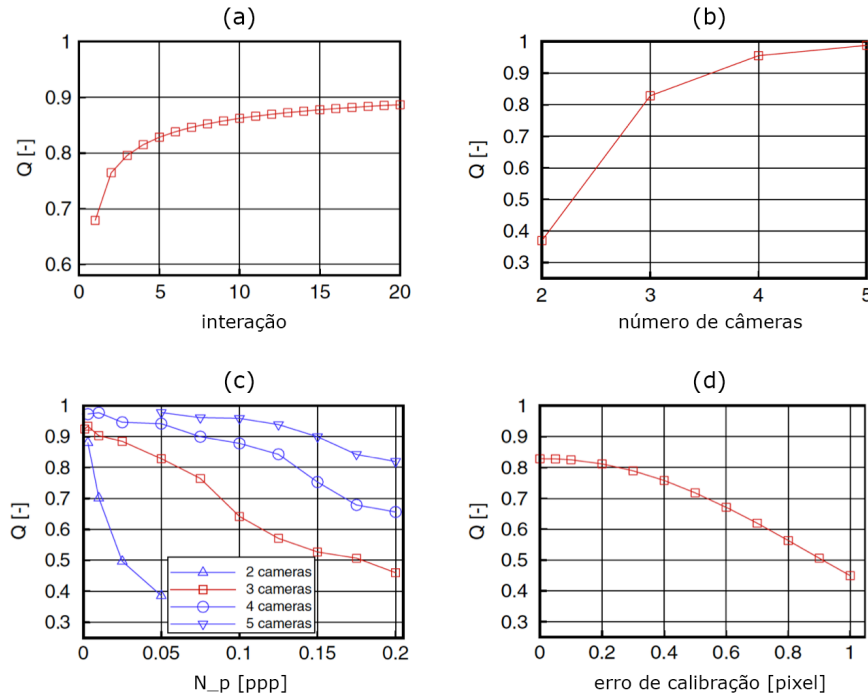


Figura 3.8: Resultados obtidos por Elsinga *et al.* (2006) no seu estudo paramétrico sobre a qualidade da reconstrução tomográfica.

A qualidade da reconstrução tomográfica como função do número de iterações do algoritmo MART é representada no primeiro gráfico da Figura 3.8 (a). É interessante observar que o ganho na qualidade cresce significativamente até 5 iterações, contudo, após esse momento, o ganho aumenta de forma marginal. Como o processo de reconstrução é muito custoso do ponto de vista computacional, pode-se avaliar o emprego de apenas 5 iterações.

Outro parâmetro estudado por Elsinga foi o número de câmeras usadas no sistema de tomo-PIV. O gráfico da Figura 3.8 (b) indica que quanto maior o número de câmeras, melhor a qualidade da reconstrução. Pode-se observar que é inviável utilizar apenas duas câmeras, devido ao número de partículas fantasmas muito elevado. Ainda de acordo com este gráfico, três câmeras podem ser consideradas suficientes dependendo da concentração de partículas, porém quatro câmeras conferem uma qualidade de reconstrução consideravelmente maior. Muitos experimentos não utilizam mais do que quatro câmeras, uma vez que os resultados obtidos possuem boa qualidade e o acréscimo de outras câmeras aumentaria a complexidade e custo do sistema.

A Figura 3.8 (c) mostra a relação entre a qualidade da reconstrução, o número de câmeras e a densidade de partículas. Conforme esperado, a medida que a densidade de partículas cresce, é necessário aumentar o número de câmeras para se obterem resultados satisfatórios.

Por fim, tem-se o fator de qualidade Q em função do erro de calibração. Pode-se notar que o erro de 1 pixel apenas é suficiente para reduzir de forma indesejada o fator Q , assim o processo de calibração deve ser conduzido de forma criteriosa. Como pode ser visto, um erro de calibração de 0,4 pixel é o máximo aceitável para uma reconstrução precisa, considerando densidade de 0,05 partículas por pixel (Elsinga *et al.*, 2006).

Outro indicador de qualidade importante é a razão sinal ruído da intensidade luminosa do volume reconstruído, definido por Martins *et al.* (2015) como a razão entre a média da intensidade da distribuição de partículas dentro do volume de investigação (normalmente correspondente ao volume iluminado) e a média da intensidade da distribuição do ruído fora deste volume. Matematicamente, esse indicador pode ser expresso por:

$$SNR_E = \frac{\langle E_{in} \rangle}{\langle E_{out} \rangle} \quad (17)$$

O método requer uma iluminação relativamente uniforme dentro do volume estudado, o que gera um perfil com formato de “cartola”. As intensidade E_{out} fora da região iluminada não são nulas devido ao ruído que compreende partículas fantasmas, múltiplos espalhamentos de luz, reflexões nas superfícies, dentre outras fontes espúrias. A intensidade no interior do volume E_{in} está associada a partículas reais reconstruídas e ao ruído anteriormente explicado. Segundo Martins *et al.* (2015), para se adquirir uma reconstrução tomográfica de qualidade e confiável a condição $SNR_E \geq 2$ deve ser satisfeita.

3.9 Partículas Fantasmas

A Figura 3.9 mostra esquematicamente como é o processo de formação de partículas fantasmas (Elsinga *et al.*, 2006). Quando duas câmeras estão capturando a imagem de um par de partículas conforme a Figura 3.9, a solução da reconstrução tomográfica poderia ser qualquer um dos cenários *A*, *B* ou *C* apresentados. Nesse caso específico, a introdução de mais uma câmera no sistema de tomo-PIV eliminaria essa ambiguidade e o resultado seria uma solução única. De acordo com Scarano (2013), para se obter uma reconstrução mais precisa e confiável, é recomendável que o sistema possua quatro ou mais câmeras.

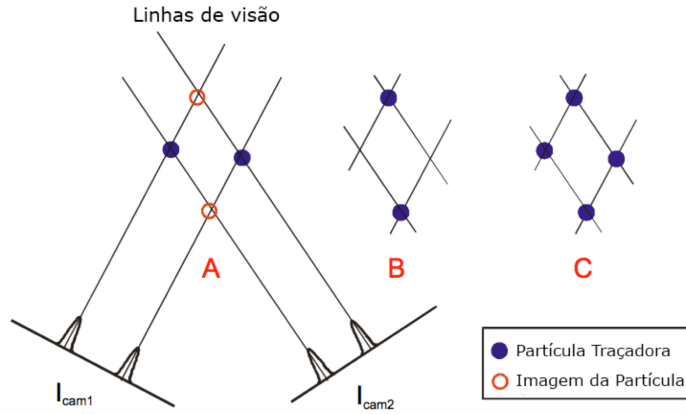


Figura 3.9: Processo de formação de partículas fantasmas (adaptado de Elsinga, 2010).

Como exemplificado anteriormente, a reconstrução tomográfica é um problema de não singularidade, isto é, existem diversas soluções possíveis. O fenômeno de partículas fantasmas é uma limitação para medições de escoamentos com alta densidade de partículas e poucas câmeras. Dessa forma, Elsing *et al.* (2006) criaram um método, posteriormente aprimorado por Novara *et al.* (2010), para estimar a quantidade relativa de partículas fantasmas N_f em relação a quantidade de partículas N_p :

$$\frac{N_g}{N_p} = N_s^{N_c-1} \cdot A_p \cdot l_z \quad (18)$$

onde N_c é a quantidade de câmeras, A_p é a área transversal típica da imagem de partícula e l_z é o comprimento da linha de visão que corta o volume de medição.

Em alguns casos, o número de partículas fantasmas pode exceder o número de partículas, entretanto esse fato não significa necessariamente que a medição de velocidade seja falha. A grande maioria das partículas fantasmas apresentam intensidade luminosa inferior e possuem movimento não coerente (Elsinga *et al.*, 2008).

3.10 Análise de Movimento

Após se obter um par de volumes através da reconstrução tomográfica da distribuição de partículas traçadoras em instantes de tempo consecutivos, o próximo passo da técnica de tomo-PIV é a análise do campo de deslocamento das partículas.

O procedimento utilizado é muito parecido com o aplicado ao PIV planar. No caso bidimensional, é praticamente impossível identificar a posição de cada partícula em cada uma das imagens, por causa do elevado número de partículas. Fazer essa identificação individual seria possível utilizando-se a técnica de Velocimetria por Acompanhamento de Partícula (ou, em inglês, *Particle Tracking Velocimetry*, PTV), pois a densidade de partículas empregada é substancialmente menor. Em vez disso, no PIV planar, a técnica estatística conhecida como correlação cruzada é usada para determinar o deslocamento de um conjunto pequeno de partículas através de janelas de interrogação. As janelas apresentam dimensões pequenas em relação às dimensões do escoamento, assim gradientes de velocidade são minimizados nestas regiões. As partículas formam um padrão dentro da janela de interrogação da primeira imagem que, idealmente se mantem na segunda imagem (capturada em um instante de tempo posterior), porém em uma outra posição. Sendo assim, o algoritmo de correlação cruzada identifica qual é o deslocamento desse padrão. Ao percorrer toda a primeira imagem identificando os padrões dentro das janelas de interrogação e localizando-o na segunda imagem, o campo de deslocamento pode ser obtido.

A Figura 3.10 mostra esquematicamente o processo descrito acima. A imagem da janela de interrogação é uma função $I_1(x,y)$ que representa a intensidade de luz de acordo com a posição. Em uma imagem binária, as partículas traçadoras apresentam intensidade com valor 1 e o fundo valor zero. De acordo com Abrantes *et al.* (2012), a função de correlação cruzada pode ser escrita matematicamente da seguinte forma:

$$R_{I_1 I_2}(x, y) = \sum_i \sum_j I_1(i, j) I_2(i + dx, j + dy) \quad (19)$$

onde $I_2(i + dx, j + dy)$ é a intensidade da região da imagem 2 que está sendo comparada com a intensidade da janela de interrogação da imagem 1. Ao comparar a janela de interrogação com todas as posições possíveis da imagem 2, cria-se um mapa de correlação, onde o valor da função de correlação cruzada varia com as coordenadas (dx, dy) . Então, o deslocamento, para cada janela de interrogação, é avaliado diretamente a partir da localização do pico máximo do mapa.

O cálculo da correlação através da equação acima é lento do ponto de vista computacional. Sendo assim, é possível utilizar um artifício matemático a fim de diminuir o tempo de processamento dos cálculos. O teorema de Wiener-Kinchin afirma que a correlação entre duas funções é equivalente ao produto da transformada de Fourier dessa função com seu complexo conjugado (Abrantes *et al.*, 2012).

$$R_{I_1 I_2} \leftrightarrow \hat{I}_1 \cdot \text{conj}(\hat{I}_2) \quad (20)$$

onde \hat{I}_1 e \hat{I}_2 são as transformadas de Fourier das janelas 1 e 2 respectivamente.

Como mencionado anteriormente, o procedimento para se obter o campo de deslocamento, utilizando a técnica de Tomo-PIV é análoga àquela descrita para o PIV planar. Em vez de uma correlação cruzada bidimensional, tem-se uma correlação cruzada tridimensional; em vez de uma janela de interrogação, tem-se um volume de interrogação; em vez de imagens planas, tem-se objetos tridimensionais reconstruídos.

A função $R(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$ que representa a correlação cruzada tridimensional normalizada entre os campos reconstruídos de intensidade de luz separados entre um intervalo de tempo Δt é uma extensão direta do modelo bidimensional (Scarano, 2013):

$$R(a, b, c) = \frac{\sum_{i,j,k=1}^{I,J,K} E(i, j, k, t) \cdot E(i - a, j - b, k - c, t + \Delta t)}{\sqrt{\text{std}(E(t)) \cdot \text{std}(E(t + \Delta t))}} \quad (21)$$

onde E é a intensidade de luz em cada voxel dentro de cada volume de interrogação dos volumes reconstruídos e (a, b, c) é o deslocamento das partículas no espaço discretizado $(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$. Assim como no PIV plano, o vetor deslocamento ΔX é obtido através do valor máximo do mapa de correlação. Por fim, sabendo o intervalo de tempo entre aquisições, é possível calcular os vetores velocidade.

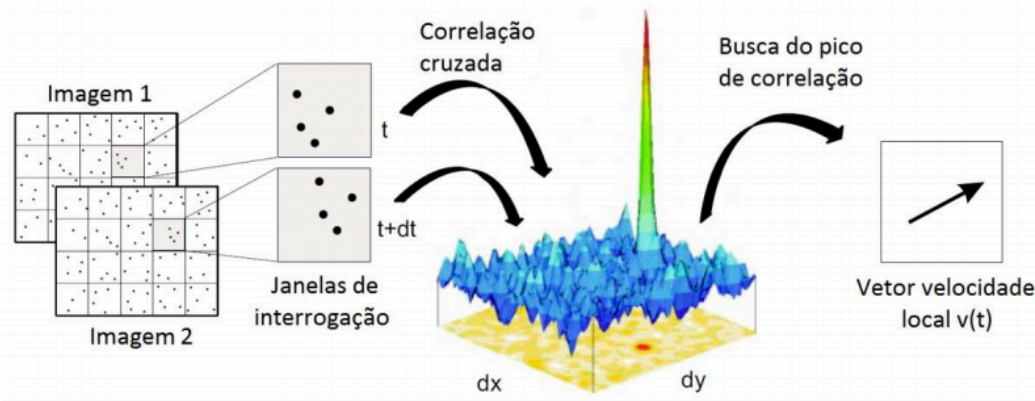


Figura 3.10: Método da correlação cruzada para determinação do campo de velocidades em um PIV tradicional (adaptado de Cruz Villanueva, 2013).

3.11 Pós-Processamento do Campo de Velocidades

A técnica de tomo-PIV permite a obtenção de campos de velocidade tridimensionais com alta resolução espacial, isto significa que um alto número de vetores velocidade são calculados. Além disso, condições essenciais como iluminação e densidade de partículas podem não ser satisfeitas ao longo de toda a região de medição. Assim, mesmo reconstruções tomográficas consideradas de boa qualidade podem conter vetores isolados com valores muito discrepantes dos demais de acordo com Abrantes *et al.* (2012). Esses vetores são

denominados de espúrios e podem ser geralmente identificados facilmente quando comparados com seus vizinhos.

A presença de poucos vetores espúrios pode não parecer tão relevante para o campo de velocidades como um todo, contudo eles podem influenciar negativamente na extração de medições indiretas do escoamento como a vorticidade por exemplo. Portanto é necessária a validação dos dados seguida da exclusão desses vetores através de métodos simples e eficiente como filtros por média global, média dinâmica, diferença de vetores, mediana, entre outros. Os vetores espúrios, após removidos, podem ser substituídos por vetores interpolados entre seus vizinhos.

A incerteza no campo de velocidades pode ser estimada com base no divergente da velocidade local (Martins *et al.*, 2015). Em um campo tridimensional, o gradiente da velocidade em cada uma das três direções pode ser calculado através do método de diferenças finitas central. Sendo assim, é possível avaliar matematicamente o divergente da velocidade. Para um escoamento incompressível teórico sem erros de medição, o divergente da velocidade deve ser nulo e a incerteza no divergente $\delta\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_i}\right)$ pode ser calculada pelo valor quadrático médio da divergência. Segundo Martins *et al.* (2015), considerando que o espaçamento entre os vetores, representado por Δ , e a incerteza constante em toda a região investigada, a incerteza na velocidade pode ser calculada de acordo com a relação:

$$\delta(u) = \sqrt{\frac{2\Delta^2}{3}} \delta\left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_i}\right) \quad (22)$$

O tamanho da janela de interrogação tem significativa influência no valor do divergente de velocidade. Um campo de velocidade calculado por um janela de interrogação pequena demais, porém com boa qualidade de reconstrução tomográfica, pode gerar altos valores de divergente; enquanto, um campo de velocidade suave calculado através de uma reconstrução tomográfica de baixa qualidade pode apresentar baixa divergência. Sendo assim, a incerteza na velocidade calculada através da avaliação do divergente se mostra efetivo quando combinado com outros indicadores de qualidade.

4 Experiência e Procedimento Experimental

A bancada experimental localiza-se no Laboratório de Engenharia de Fluidos do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio vinculada à linha de pesquisa de Turbulência e Redução de Arraste. Essa bancada foi modificada para o presente trabalho com o objetivo de permitir medições simultâneas de PIV tomográfico e holográfico. A bancada experimental é constituída basicamente de um duto de acrílico com seção transversal quadrada para medição do campo de velocidades de um escoamento turbulento de água. Além da bancada, um suporte para o laser e outro para as câmeras foram projetados e montados.

4.1 Bancada Experimental

O duto utilizado no experimento é composto por 8 módulos de acrílico com seção transversal quadrada de $40 \times 40 \text{ mm}^2$ e comprimento de 500 mm, totalizando um comprimento total de 4 metros. Esse comprimento do canal corresponde a 100 diâmetros, sendo o diâmetro hidráulico equivalente a 40 mm. Limitando-se a vazão máxima do experimento a 100 L/min, obtém-se um número de Reynolds máximo igual a 42.000. Sendo assim, o desenvolvimento hidrodinâmico do escoamento ocorre aproximadamente após 1 metro da entrada do canal e, como as medidas do campo de velocidade acontecem a uma distância de 3,25 metros da entrada, pode-se afirmar que o escoamento está completamente desenvolvido na região das medições.

Os módulos foram montados a partir de 4 placas de acrílico usinadas com rebaixos, de forma a garantir as dimensões de projeto. As placas foram coladas com clorofórmio e uma solda externa de polipropileno foi acrescentada para evitar vazamentos. Os módulos são conectados por flanges alinhados através de pinos guia e vedados com o uso de *o-rings* de borracha. O módulo da região de medição, mostrado na Figura 4.1, apresenta duas diferenças em relação aos demais. Ele conta com uma janela de acesso ao canal para a introdução do alvo de calibração e permite o acoplamento de dois prismas, um de cada lado. Conforme a Figura 4.2, os prismas preenchidos com água ajudam a evitar distorções no caminho ótico causadas pelas diferenças entre os índices de refração do ar, do acrílico e da água. Pela figura, fica notório como a presença do prisma melhora significativamente a imagem do alvo.

O desenho esquemático da seção de testes pode ser observado na Figura 4.3. O escoamento de água na seção de testes é realizado por meio de uma bomba Dancor, modelo 3OPB56 com 0,75 cv, que bombeia água de um tanque de 400 litros. Após passar pelo canal de seção transversal quadrada descrito anteriormente, a água retorna através de uma tubulação de 2 polegadas de diâmetro, fechando o circuito. A fim de amenizar as oscilações causadas pela bomba e pela passagem da água por diferentes seções transversais (de circular para quadrada na entrada da seção e de quadrada para circular na saída), foram instaladas duas caixas de acrílico com medidas $300 \times 300 \times 300 \text{ mm}^3$. A vazão do escoamento é controlada através de um inversor de frequência Weg CFW08 conectado à bomba e de um medidor de vazão magnético Ciassey modelo VMF019 (que permite leituras de 5,17 até 170 l/min com incerteza de 1%) localizado

entre a bomba e a entrada do canal. A seção de testes, o laser e as câmeras estão sobre estruturas Bosch Rexroth de 45x45 mm² que foram projetadas para o experimento. Esse tipo de estrutura permite um bom alinhamento e nivelamento do canal de testes.

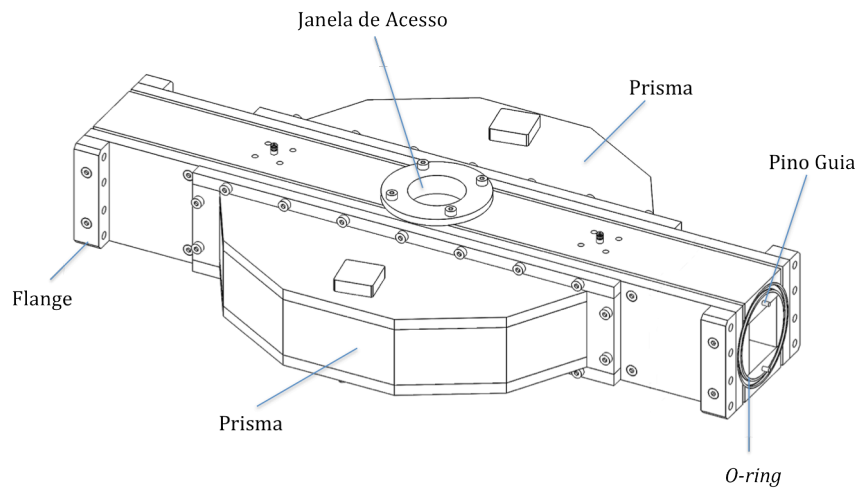


Figura 4.1: Módulo da região de medição.

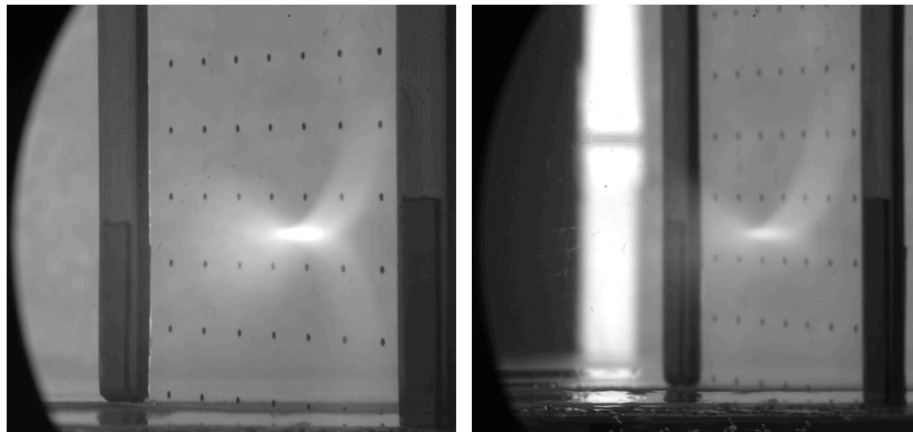


Figura 4.2: Imagem do alvo de calibração capturada com prisma (esquerda) e sem prisma (direita).

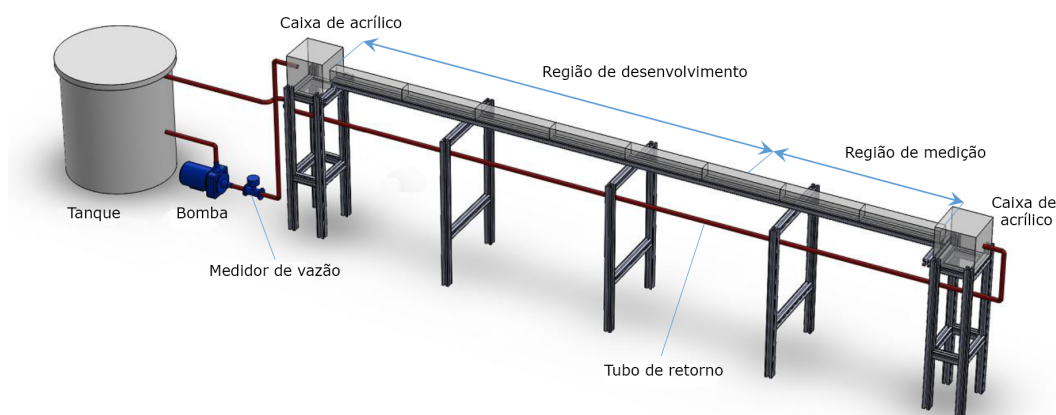


Figura 4.3: Desenho esquemático da seção de testes.

4.2 Validação do Canal de Testes

A validação do canal de testes foi feita através de medidas de queda de pressão, que depois foram utilizadas para calcular o fator de atrito real do canal em função de diferentes números de Reynolds. Os resultados se mostraram positivos, pois os erros obtidos foram pequenos em comparação com valores teóricos.

As medidas de queda de pressão foram realizadas através de tomadas de pressão ao longo do canal, utilizando um manômetro de tubo em “U” invertido de dois fluidos. A descrição detalhada do manômetro utilizado pode ser encontrada na dissertação de Barros (2007). De acordo com a equação de Bernoulli aplicada à geometria do manômetro, a queda de pressão pode ser determinada pela seguinte equação:

$$p_1 - p_2 = (\rho_1 - \rho_2)hg \operatorname{sen}\theta \quad (23)$$

onde,

h = leitura do manômetro

p_1 e p_2 = pressão nos pontos 1 e 2

ρ_1 = massa específica do fluido de trabalho

ρ_2 = massa específica do fluido manométrico

θ = ângulo de inclinação do manômetro

O fluido manométrico escolhido foi o óleo Morlina, com massa específica de 889 kg/m³. Ele foi caracterizado pelo Laboratório de Caracterização de Fluidos da PUC-Rio.

Avaliou-se a queda de pressão em uma distância de 1 metro para diferentes valores de vazão. O manômetro foi usado com uma inclinação de 60 graus para diminuir a incerteza na leitura. A Tabela 1 resume os resultados desta medição:

Tabela 1: Resultados obtidos no processo de validação da seção de testes.

Vazão Nominal (L/min)	Reynolds	dP Experimental (Pa)	dP Teórico (Pa)	Fator de Atrito Experimental	Fator de Atrito Teórico	Erro (%)
20	9.335	16,40	17,02	0,0303	0,0315	4%
30	14.003	36,44	34,44	0,0299	0,0283	-6%
40	18.670	61,03	56,95	0,0282	0,0263	-7%
50	23.338	85,62	84,28	0,0253	0,0249	-2%
60	28.006	125,70	116,18	0,0258	0,0239	-8%
70	32.673	157,58	152,53	0,0238	0,0230	-3%
80	37.341	197,66	193,20	0,0228	0,0223	-2%
90	42.008	239,56	237,98	0,0219	0,0217	-1%
100	46.676	265,98	286,89	0,0197	0,0212	7%

O número de Reynolds foi calculado de acordo com a equação:

$$Re = \frac{\rho Q D_h}{A \mu} \quad (24)$$

onde, ρ e μ são a massa específica e a viscosidade da água respectivamente, D_h é o diâmetro hidráulico do canal, Q representa a vazão do escoamento e A a área da seção transversal do canal.

A queda de pressão experimental foi calculada com base na equação 23 do manômetro em função do valor de leitura h . A queda de pressão teórica foi obtida através da equação de Karman-Prandtl (eq. 25) para se obter o fator de atrito f seguida da equação de Darcy-Weisbach (eq. 26). As duas equações podem ser observadas em seguida:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{2,51}{Re\sqrt{f}} \right) \quad (25)$$

$$f = \frac{2D_h}{\rho v^2 L} \Delta p \quad (26)$$

Por fim, os fatores de atrito experimental e teórico foram calculados usando a equação de Darcy-Weisbach com base nas quedas de pressão experimental e teórica obtidas anteriormente. Os dados contidos na Tabela 1 podem ser representados por um gráfico (Figura 4.4) que mostra os fatores de atrito em função do número de Reynolds.

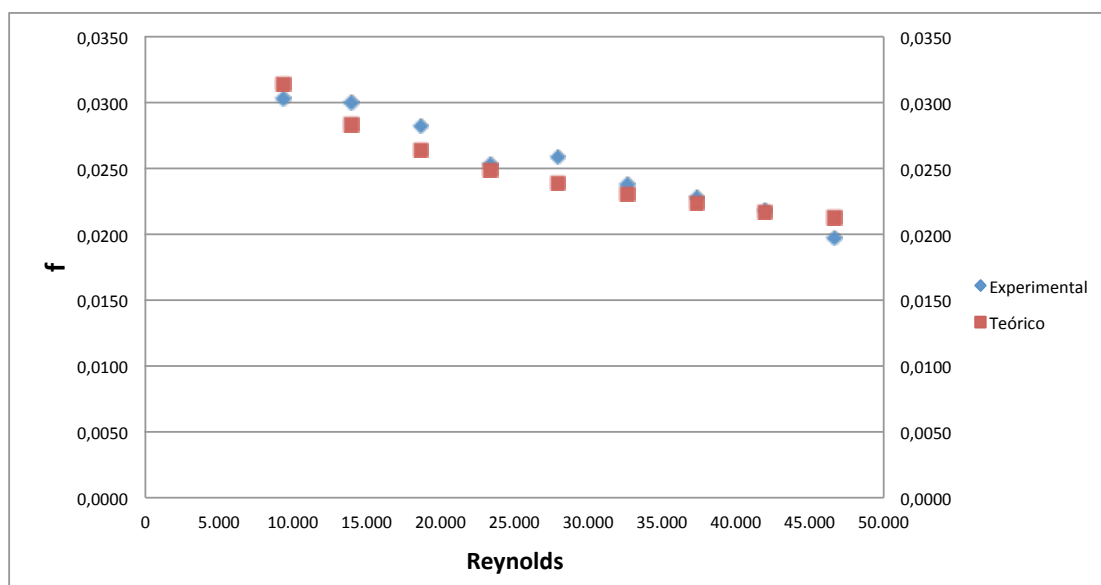


Figura 4.4: Gráfico de validação do canal de testes mostrando o fator de atrito em função do número de Reynolds.

Os erros encontrados nesse processo de validação estão dentro das incertezas de medição. A incerteza de medição no valor da queda de pressão foi avaliada por Barros (2007) como sendo aproximadamente de 9%. Como os valores dos erros encontrados não foram elevados, foi possível validar a seção de testes.

4.3 Sistema tomo-PIV

A fonte de luz empregada no presente experimento de tomo-PIV foi um laser rápido pulsado do tipo Nd:YLF, modelo Litron LDY304, com 30 mJ por pulso a uma frequência de 1 kHz e comprimento de luz na saída de 527 nm.

Para a formação do volume iluminado, o feixe luminoso passa por um jogo de espelhos, por uma lente cilíndrica plano-convexa (com 75,6 mm de distância focal) - que determina a abertura do feixe - e, em seguida, por dois filtros faca - empregados para eliminar as bordas do feixe. O volume de investigação iluminado possuía dimensões de 2,5x22x26 mm³ (XxYxZ). Esse arranjo ótico, exposto na Figura 4.5, guia a entrada do feixe de luz pela parte superior do módulo de visualização de tal modo que as câmeras capturam espalhamento de luz lateral, a 90°.

As imagens foram capturadas por 4 câmeras Phantom Miro 320S CMOS (1920x1080 pixels a 1540 Hz, com tamanho de pixel de 10x10 µm²). A lente 105-mm Micro-Nikkor foi usada com anéis de expansão e adaptadores de Scheimpflug a fim de obter as imagens das partículas dentro do volume investigado em foco. As câmeras apresentaram melhores resultados trabalhando com aberturas de $f\#$ 32. Para valores menores de $f\#$, as imagens das partículas apresentavam significativo grau de astigmatismo e as câmeras não conseguiram focar toda a região de investigação. Com o sistema tomográfico utilizado, as imagens das partículas apresentaram diâmetro entre 2 e 8 pixels em concordância com o valor teórico estimado de 6 pixels, calculado através da eq. 2.

As câmeras foram fixadas em uma mesa de coordenadas bi-axial que permite o deslocamento conjunto do sistema de câmeras. O desenho da Figura 4.6 mostra a disposição das câmeras no arranjo linear utilizado. O eixo da lente da câmera 1 está posicionado a 30° em relação ao eixo do canal e da câmera 2 a 60°. As câmeras 3 e 4 estão dispostas de forma simétrica às câmeras 2 e 1, respectivamente. A Figura 4.7 mostra a bancada de testes.

A aquisição das imagens foi feita pelo software Phantom Camera Control (PCC) sincronizado com o laser através de um sincronizador da marca TSI (modelo 610036 de 8 canais) e programado pelo software Insight 4G. A taxa de aquisição foi mantida constante e igual a 0,4 kHz.

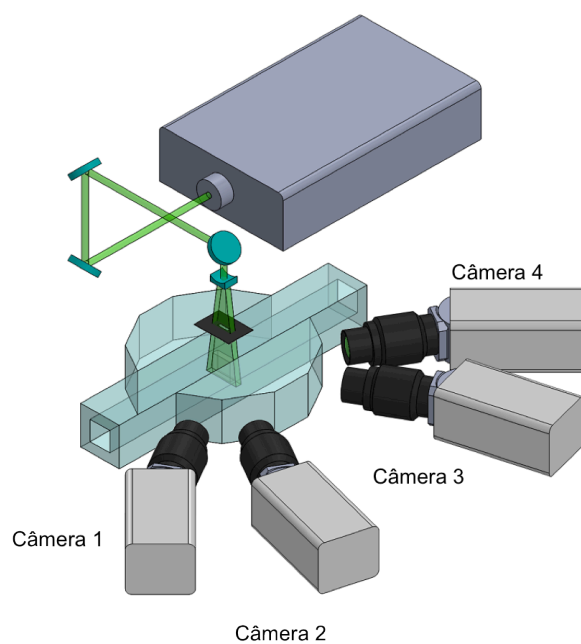


Figura 4.5: Feixe de luz passando pelo jogo de espelhos, pela lente cilíndrica e pelo filtro faca para iluminar o volume de investigação.

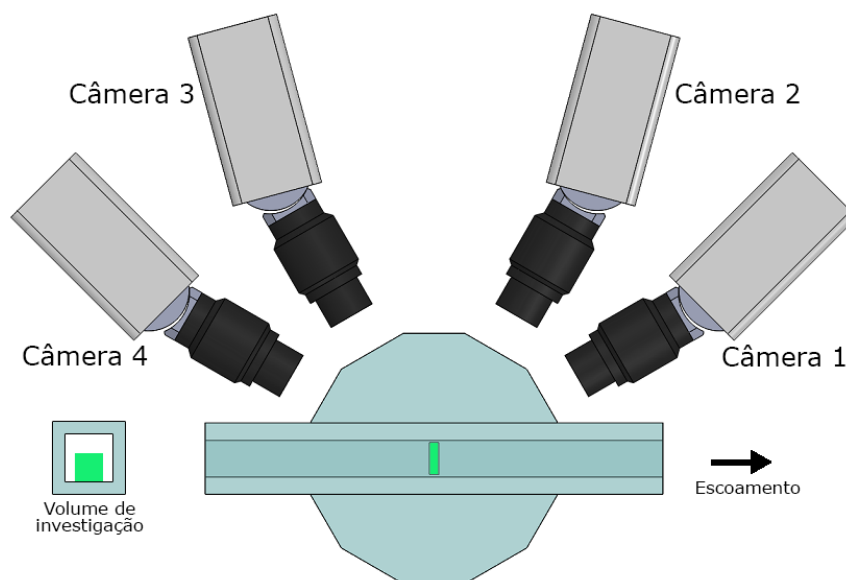


Figura 4.6: Desenho esquemático da disposição das câmeras e região de investigação.

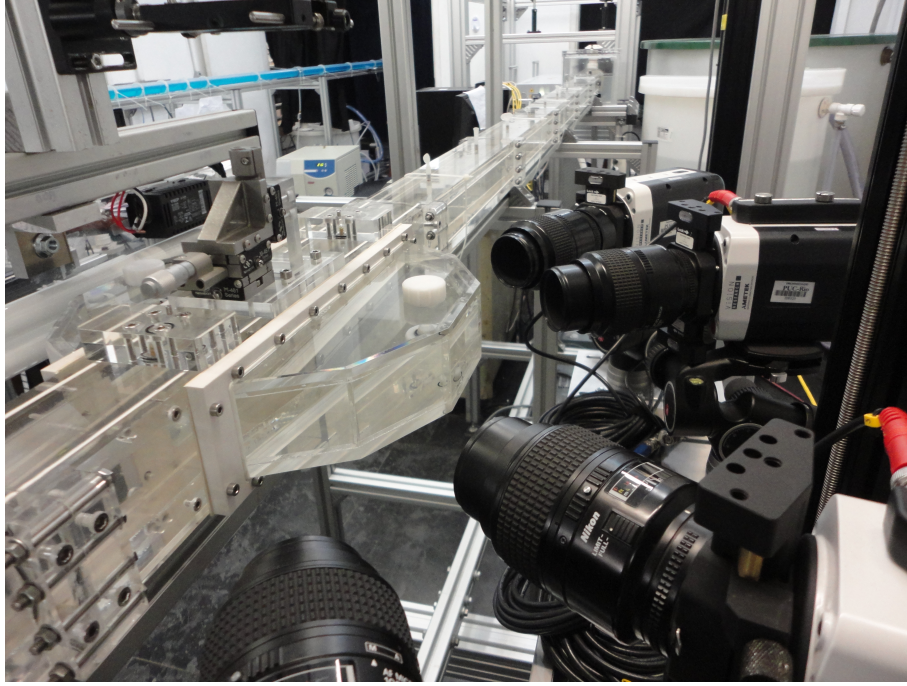


Figura 4.7: Foto da bancada de testes mostrando o posicionamento das quatro câmeras em relação ao prisma.

4.4 Concentração de Partículas

Como partículas traçadoras, foram utilizadas esferas ocas de vidro revestidas com prata. As partículas são de fabricação da *Potters Industries*, possuem 20% em peso de prata, apresentam diâmetro médio de $13 \mu\text{m}$ e densidade média de $1,6 \text{ g/cm}^3$.

Para se atingir a concentração de partículas equivalente a uma densidade de imagem de $N_s=0,16$ (recomendada por Scarano, 2013) para obtenção de volumes reconstruídos de boa qualidade), as partículas foram sendo gradativamente adicionadas à água do tanque. A massa total de partículas a ser adicionada no tanque pode ser estimada pela seguinte equação:

$$m_{total} = C V_{vol} m_p \quad (27)$$

onde V_{vol} representa o volume de água total dentro da seção de testes, C é a concentração de partículas e m_p é a massa de cada partícula, calculada por:

$$m_p = \frac{\rho_p \pi}{6} d_p^3 \quad (28)$$

onde a densidade média e o diâmetro médio de cada partícula são $\rho_p = 1,6 \text{ g/cm}^3$ e $d_p = 13 \mu\text{m}$ respectivamente.

A concentração C pode ser estimada segundo a relação:

$$C = \frac{4N_s M^2}{\pi \Delta z d_{im}^2} \quad (29)$$

onde a densidade de imagem é N_s , a espessura do volume iluminado Δz foi igual 2,5mm, a magnificação M igual a 0,5 e o diâmetro da partícula d_{im} foi calculado anteriormente como 6 pixels.

Igualando o valor de N_s a 0,16, obtém-se uma quantidade de 2,7g de partículas para serem adicionadas ao escoamento. Após a adição desse valor inicial, calculou-se a densidade da imagem real atingida através de uma rotina de computacional elaborada em MatLab especialmente para esse experimento, a partir de imagens de partículas do escoamento. Teoricamente, o valor esperado seria de $N_s = 0,16$, porém foi encontrado um valor menor. Assim, pequenos incrementos de partículas foram sendo adicionados ao escoamento até que se atingisse o valor de 0,16. Ao todo, foram necessários 3,5g de partículas. Esta diferença entre o valor da massa teórica e da massa real adicionada existe porque, a medida que as partículas fluem de acordo com o escoamento, uma quantidade significativa decanta e outra fica presa nas paredes do canal, na bomba, nas caixas de entrada e de saída e em outros locais da seção de testes.

Para medição da massa das partículas, foi utilizada uma balança analítica de precisão com autocalibração (Gehaka, modelo AG200, com capacidade de medir valores de 0,01 a 199,9990 g com repetibilidade de $\pm 0,0002$ g).

4.5 Procedimento de Calibração

Os campos de velocidade no método de tomo-PIV são obtidos através de correlação cruzada do volume reconstruído. Com isto, é necessário realizar a calibração das câmeras, mapeando os pontos da imagem para as coordenadas do mundo (X,Y,Z), conforme equação 9. Esta calibração necessita ser precisa (com erros de triangulação menores do que 0,4 pixel) para que as partículas possam ser reconstruídas de forma adequada. Após terminado o procedimento de calibração, não se pode fazer nenhuma alteração no sistema ótico empregado com o intuito de preservar a função de mapeamento determinada.

O módulo da região de medição possui uma janela de acesso ao canal, como dito anteriormente, que possibilita a introdução de um alvo de calibração. O alvo é feito de um padrão de pontos impresso em uma folha de transparência. Os pontos possuem 0,4 mm de diâmetro, estão dispostos em uma matriz 10x10 com distância de 4 mm entre pontos adjacentes. Para melhor entendimento, o alvo é mostrado na Figura 4.8. Como a folha de transparência possui espessura muito pequena, cerca de 0,2 mm, os pontos podem ser observados pelos dois lados sem problemas significativos de refração. Dessa forma, as câmeras 1 e 2 podem capturar imagens semelhantes, porém espelhadas, às câmeras 3 e 4.

No presente experimento, ao invés de variar a posição do alvo em relação às câmeras para realizar o procedimento de calibração como é usual, variou-se a posição das câmeras e o alvo permaneceu fixo. É importante notar que transladar as câmeras para um sentido tem o mesmo efeito do que transladar o alvo pela mesma distância no sentido oposto desde que as características do caminho ótico não sejam alteradas. As câmeras foram acopladas a suportes Manfrotto 405 (permitindo rotação) que por sua vez estavam sobre uma mesa de coordenadas de dois eixos da Velmex (permitindo a translação das câmeras por 1,7 m na horizontal, com precisão de 2,5 μ m, e na vertical, com precisão de 5 μ m). A Figura 4.9 mostra esquematicamente o suporte do sistema de câmeras.

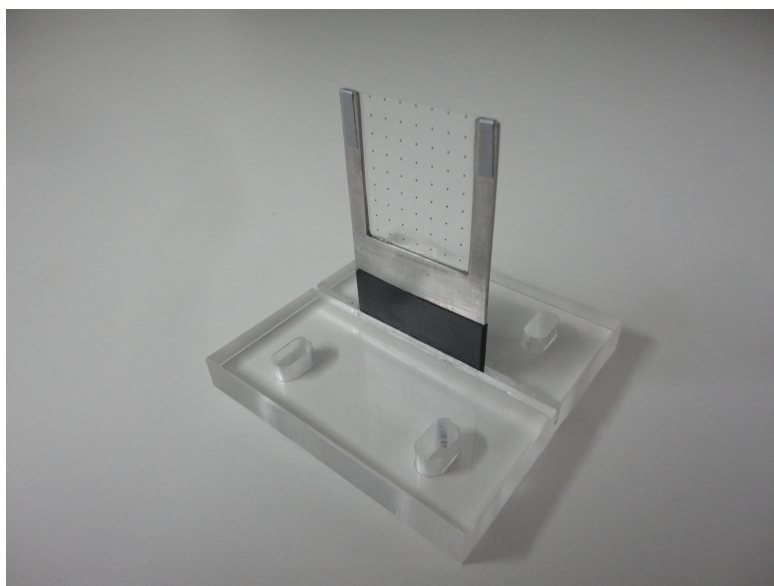


Figura 4.8: Alvo de Calibração.

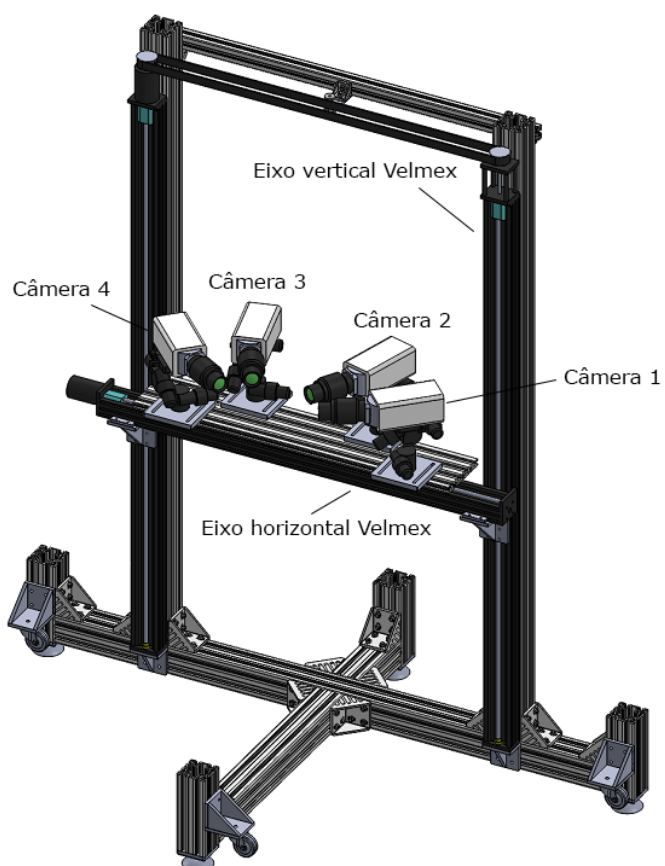


Figura 4.9: Suporte que permite o movimento das câmeras para realizar o procedimento de calibração.

Considerando o meio do volume de interrogação como coordenada $x=0$, para realizar a calibração, variou-se a posição das câmeras de $x=-5\text{ mm}$ até $x=5\text{ mm}$ com passos de $2,5\text{ mm}$. Em cada posição, as quatro câmeras capturaram imagens do alvo de calibração a fim de calcular a função de mapeamento. Para se obter boas imagens, nítidas e em foco, o alvo foi iluminado por fontes de luz fluorescente localizadas ao lado oposto do canal. As imagens do alvo de calibração capturado por cada uma das câmeras podem ser observadas na Figura 4.10. O polinômio de terceira ordem proposto por Soloff foi utilizado para adquirir a função de mapeamento e consequentemente para realizar o procedimento de calibração. Foi utilizado o *software* de edição de imagens GIMP para a binarização das imagens do alvo de calibração (Figura 4.11). Posteriormente, a posição dos pontos do alvo são detectadas e servem de entrada para o *software* de calibração. Para evitar erros maiores do que 0,4 pixel, como sugerido por Elsinga *et al.* (2006), deve-se aplicar o método da autocalibração para corrigir a calibração inicial. Os códigos de computação para detecção de pontos, calibração e autocalibração foram escritos em C++ pelos laboratórios Pprime, LML e Coria (Thomas, 2014).

Para a realização das primeiras iterações do método, optou-se por utilizar uma densidade de partículas menos elevada, como recomendado pela literatura (Wieneke, 2008), já que nessas condições a relação sinal ruído tende a ser melhor. Assim, para a calibração inicial, optou-se por uma densidade de partícula de 0,004 ppp (equivalente a $N_s=0,078$). O procedimento de autocalibração foi executado usando subvolumes de $1,1\times 7\times 7\text{ mm}$ (correspondente a $37\times 233\times 233$ voxels com orientação XxYxZ) com 50% de sobreposição, varrendo um volume reconstruído de tamanho $82\times 735\times 868$ voxels. Os parâmetros adotados como entrada para o programa de autocalibração foram: uma região de busca de 7 pixels, número máximo de partículas de 8000 e 40 imagens avaliadas. Como as imagens apresentavam reflexos de luz de alta intensidade oriundos das paredes do canal, foi aplicado um filtro de subtração de fundo (obtido pela média temporal das imagens) seguido de um filtro de limiar que excluía regiões com intensidades inferiores a 0,005 (considerando uma intensidade normalizada variando de 0 a 1). O procedimento de autocalibração gera campos de vetores de disparidade que são utilizados para corrigir a função de mapeamento inicial. O procedimento foi iterado 5 vezes. Para uma melhor calibração, foram realizadas 5 iterações adicionais com as imagens de partículas utilizadas para a obtenção dos campos de velocidade (densidade de partícula de 0,010 ppp ou $N_s=0,196$). Nesta segunda etapa, o parâmetro da região de busca da autocalibração foi reduzido gradativamente até 3 pixels.

O método da auto-calibração foi essencial para se conseguir os erros mínimos necessários para se fazer uma reconstrução tomográfica de qualidade de acordo com as recomendações de Wieneke (2008). Os bons resultados obtidos são apresentados na Tabela 2.

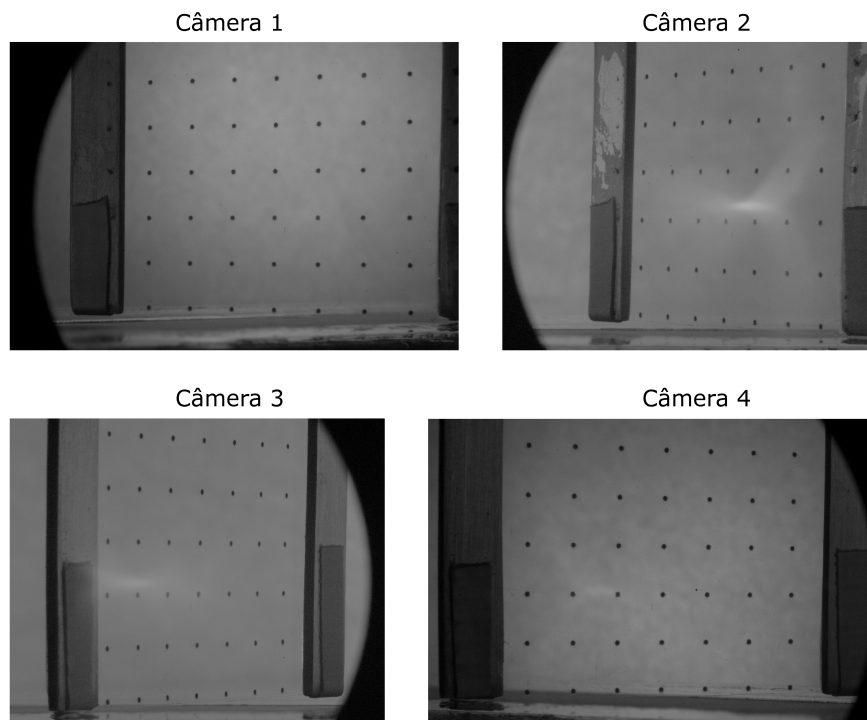


Figura 4.10: Imagens do alvo de calibração referentes à posição central do volume.

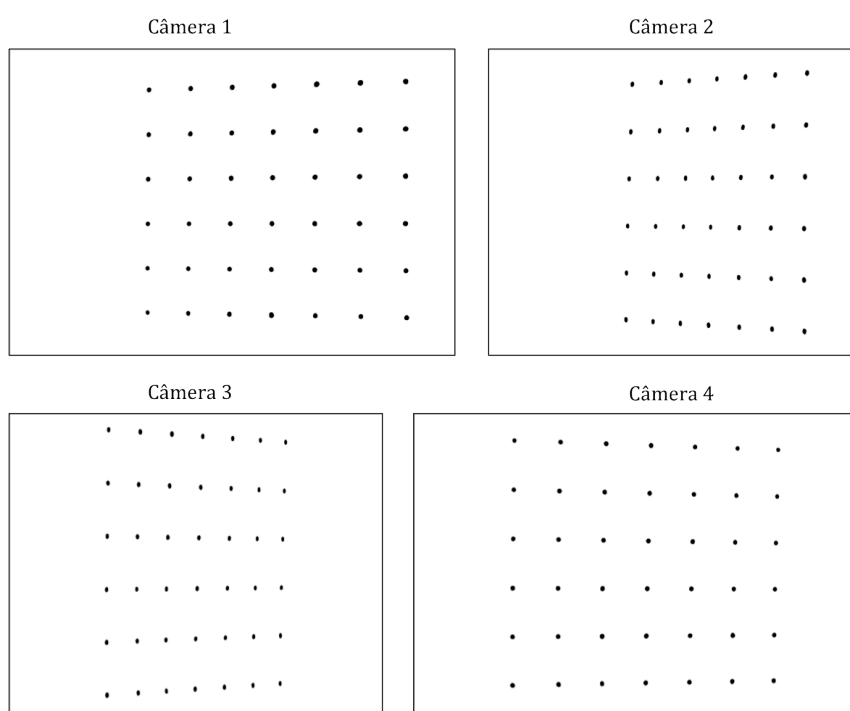


Figura 4.11: Imagens binarizadas do alvo de calibração.

Tabela 2: Erros antes e depois do procedimento de autocalibração.

		Erro de Projeção			Erro de Triangulação		
		xrms	y rms	max	xrms	y rms	max
Pré autocalibração	Câmera 1	0,66	0,40	2,19	3,05	0,71	4,5
	Câmera 2	1,16	0,41	3,23	1,15	2,77	4,12
	Câmera 3	1,19	0,43	3,36	1,52	2,27	5,38
	Câmera 4	0,59	0,42	1,72	3,24	1,73	6,5
Pós autocalibração	Câmera 1	0,01	0,00	0,03	0,05	0,05	0,10
	Câmera 2	0,01	0,00	0,04	0,07	0,05	0,20
	Câmera 3	0,01	0,00	0,04	0,04	0,05	0,15
	Câmera 4	0,01	0,00	0,02	0,04	0,05	0,15

4.6 Procedimento Experimental

O procedimento experimental utilizado no presente trabalho está descrito abaixo:

1. Checar todas as válvulas do circuito. Embora as válvulas não apareçam no desenho esquemático da seção de testes (Figura 4.3), elas são importantes para regular a pressão interna do escoamento e para deixar a seção cheia mesmo com a bomba desligada. Caso o tanque esteja vazio, ele deve ser preenchido com cerca de 260 litros de água filtrada.
2. Ligar a bomba e deixar a água recircular pela seção de testes por cerca de 4 horas. Dessa forma, os experimentos serão realizados durante um regime permanente do escoamento. No presente trabalho, a vazão escolhida foi de 40 l/min (correspondente a $Re_D = 16666$), contudo é possível trabalhar com outras vazões de até 100 l/min.
3. Caso seja necessário a adição de partículas, inserí-las no tanque de forma diluída, mexendo com um bastão para homogeneizar. A quantidade desejada de partículas deve ser diluída em um béquer com água filtrada. Um pouco de detergente pode ser acrescentado, uma vez que ele atua como surfactante, evitando que as partículas se aglomerem.
4. Ligar os componentes do sistema de aquisição, isto é, computador, laser, câmeras e sincronizador. Esperar o laser chegar a temperatura de operação e verificar o alinhamento do feixe de luz, usando baixa potência (no laser utilizado, cerca de 25%). Posteriormente, a potência pode ser elevada gradativamente para 70% e a frequência de aquisição selecionada (400 Hz nesse experimento). A partir desta etapa é imprescindível o uso de óculos de segurança.
5. Calibrar a intensidade de fundo do sensor das câmeras através do software PCC, usando o comando *Current Session Reference* (CSR). Configurar o software Insight 4G para sincronizar o sistema e determinar o intervalo de tempo entre os pulsos de laser (400 μ s para o presente experimento). Em seguida, capturar as primeiras imagens para verificar se o sistema está operando de forma correta.

6. Fazer a aquisição das imagens utilizando o *software* PCC sincronizado pelo *software* Insight 4G.

5 Reconstrução e Processamento

Para o presente trabalho, foram obtidos 100 campos tridimensionais de velocidade do escoamento turbulento em duto de seção quadrada. Estes campos de velocidade, espaçados de 0,0025 segundos, foram calculados através da correlação cruzada de pares de volumes contendo a distribuição das partículas traçadoras, reconstruídos através da técnica de tomo-PIV utilizando quatro câmeras.

A reconstrução tomográfica e correlação tridimensional dos volumes para obtenção dos campos de velocidade foram realizados através de softwares escritos pelos laboratórios Pprime, LML e Coria (Thomas, 2014).

As imagens das partículas capturadas pelas câmeras foram pré-processadas, visando redução de ruídos gerados pelos sensores das câmeras e remoção de reflexos de luz nas paredes do canal de testes. Este pré-processamento consistiu na subtração de fundo (calculado através da média temporal das imagens), seguido de um filtro que excluía regiões com intensidades inferiores a 0,005 (considerando uma intensidade normalizada variando de 0 a 1). Por último foi aplicado um filtro Gaussiano de 3x3 pixels, como é usual em experimentos deste tipo (Thomas *et al.*, 2014). O tratamento das imagens descrito foi realizado através de rotinas programadas no *software* MatLab. A Figura 5.1 mostra um exemplo de imagens de partículas pré-processadas por este método. Como pode ser observado, a mudança mais evidente é a remoção do brilho intenso na parte inferior da imagem, causado pelo reflexo da luz do laser no fundo do canal. Pontos menos brilhosos gerados, em sua maioria, pelo sensor das câmeras também foram removidos. A imagem pré-processada apresenta as partículas traçadoras com maior nitidez, o que acarreta em uma melhor qualidade da reconstrução tomográfica (Martins *et al.*, 2015).

Os parâmetros das imagens empregadas na reconstrução tomográfica podem ser vistos na Tabela 3. Os subscritos *x* e *y* representam a altura e a largura das imagens respectivamente. A unidade *cal*, referente à calibração representa a conversão pixel para milímetro calculada a partir do alvo de calibração. Já a magnificação *M* é a razão entre o tamanho do objeto em relação a imagem e foi calculada pela relação $M = cal \Delta_{pixel}$.

Tabela 3: Parâmetros das imagens utilizadas para a reconstrução tomográfica.

Câmera	Tamanho da Imagem (pixels)	<i>M_y</i>	<i>cal_y</i> (pixel/mm)	<i>M_x</i>	<i>cal_x</i> (pixel/mm)
1	2112 x 1440	0,55	54,7	0,51	51,1
2	1856 x 1520	0,62	61,5	0,36	36,0
3	1856 x 1520	0,63	63,1	0,37	37,2
4	2112 x 1440	0,56	56,0	0,52	51,8

A reconstrução tomográfica foi realizada segundo o algoritmo BIMART com 8 iterações. O valor inicial da distribuição de partículas estimado seguiu Putze e Maas (2008), isto é, o volume foi inicializado com o menor valor de intensidade de luz presente na interseção entre as linhas de visão dos pixels das imagens (MinLOS). Como parâmetro de relaxamento foi empregado um valor igual a 0,2 e o tamanho de bloco utilizado foi de 4 pixels. Após as duas primeiras reconstruções, foi aplicado um filtro de intensidade de 0,001 para remover

partículas de menos intensidade, geralmente relacionadas a partículas fantasmas (Thomas *et al.*, 2014). Caso esse filtro não seja usado com parcimônia, a resolução espacial do campo de velocidades pode ser prejudicada devido ao efeito colateral de eliminação de partículas reais. O volume reconstruído final apresentou dimensões de 82x735x868 voxels cúbicos de 30 μm de lado. Três planos ortogonais do volume reconstruído contendo distribuição de partículas podem ser observados na Figura 5.2. A escala de intensidade de cinza está presente ao lado do gráfico.

Uma das formas de se avaliar a qualidade do volume reconstruído é através do perfil de intensidade luminosa. A Figura 5.3 mostra o exemplo de dois perfis de volumes reconstruídos consecutivos obtidos no presente trabalho. A intensidade luminosa do volume foi normalizada pelo máximo valor de intensidade e está apresentada como função da espessura. Os menores valores encontrados no gráfico são referentes a regiões fora do volume iluminado, que apresentam alguma intensidade de luz devido a presença de partículas fantasmas reconstruídas pelo algoritmo. O perfil de intensidade ideal proveniente de uma reconstrução perfeita a partir de um volume iluminado uniformemente apresentaria a forma de uma “cartola”. Este formato teórico não foi obtido devido provavelmente à ótica empregada para a formação do volume de luz e principalmente ao fato da Figura 5.3 mostrar perfis instantâneos. Entretanto, os perfis apresentaram uma distribuição de intensidade relativamente uniforme na região de medição e uma relação sinal-ruído SNR_E (eq. 17) de aproximadamente 2,5. Este valor está em conformidade com Martins *et al.* (2015) que atribui um $\text{SNR}_E \geq 2$ para um volume com qualidade suficiente para possivelmente produzir campos de velocidade confiáveis.

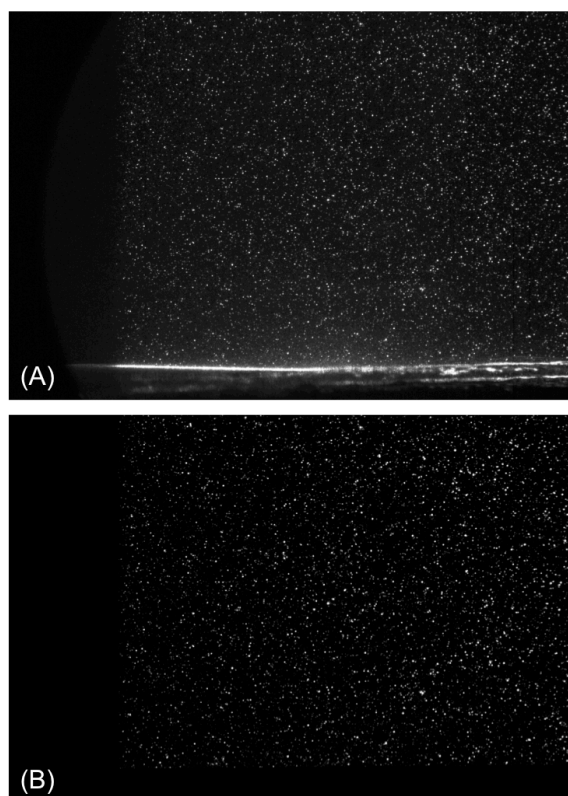


Figura 5.1: Imagens de partículas da câmera 1 (A) sem e (B) com processamento.

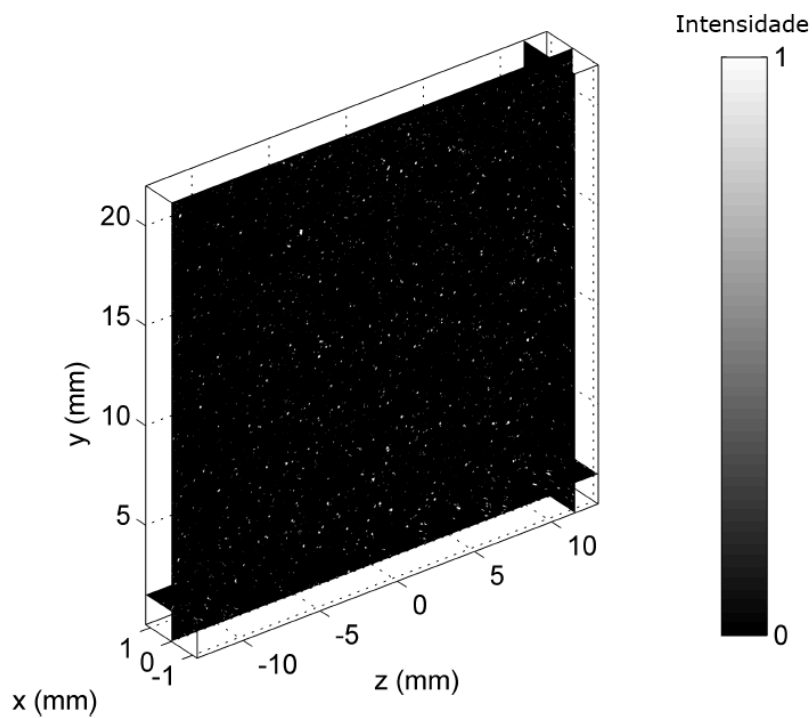


Figura 5.2: Três planos ortogonais do volume reconstruído mostrando a distribuição tridimensional de partículas.

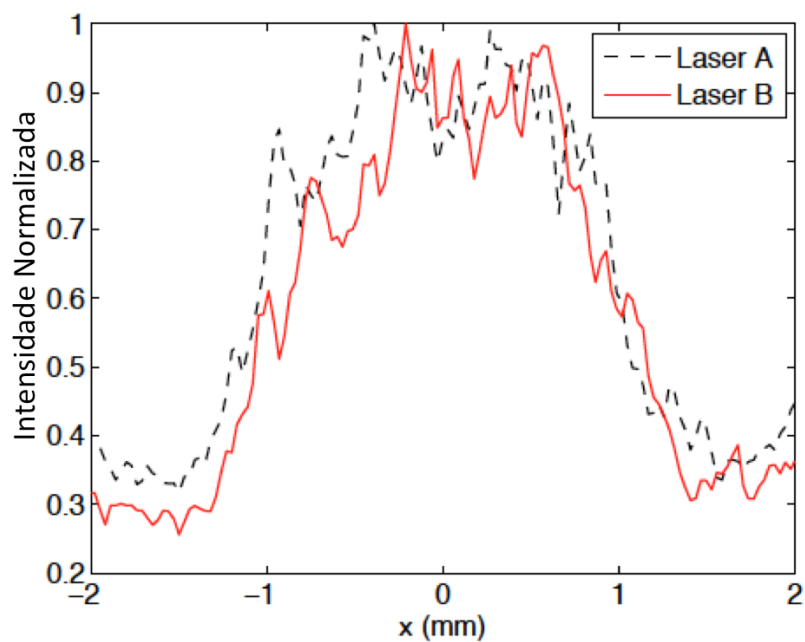


Figura 5.3: Perfil de intensidade luminosa normalizada de dois volumes reconstruídos consecutivos.

6 Apresentação e Discussão dos Resultados

Os campos tridimensionais de velocidade foram calculados através da correlação cruzada 3D de um par de subvolumes do volume reconstruído de partículas. Um volume de interrogação final de $40 \times 40 \times 40$ voxels com 75% de sobreposição foi utilizado após 4 passes de correlação cruzada. A frequência de aquisição, como já citado anteriormente, foi definida como 400 Hz e o intervalo entre os pulsos de laser como 250 ms (equivalente a um deslocamento máximo de 9 voxels). Os campos de velocidade estavam dispostos em um *grid* de $5 \times 70 \times 83$ com espaçamento de 0,3 mm entre vetores adjacentes. Vetores espúrios (cerca de 1,8% do total de vetores) foram removidos através de um filtro por mediana e substituídos através da média dos vetores da vizinhança (Martins *et al.*, 2015).

A Figura 6.1 mostra a evolução no tempo do campo de velocidade obtidos através da técnica de tomo-PIV. As imagens retratam o plano médio do volume de medição em relação a direção longitudinal e a escala de cores representa a variação da velocidade nessa mesma direção. As componentes de velocidade nas direções y e z são mostradas pelos vetores 2D contidos neste plano. Observa-se uma boa resolução espacial obtida, relacionada com a quantidade de partículas traçadoras dentro do volume de interrogação, obtida no presente trabalho. A resolução espacial é um fator importante a ser considerado, pois está relacionado à escala das estruturas turbulentas medidas. Estruturas menores que o volume de interrogação são filtradas. Por outro lado, uma resolução mais fina acarreta em menor quantidade de partículas dentro do subvolume, com possível aumento do erro de medição e quantidade de vetores espúrios. O campo 3D-3C (domínio tridimensional com 3 componentes de velocidade) obtido permite determinar todos os elementos do tensor gradiente de velocidade e, com isto, calcular todas as componentes do vetor vorticidade, a dissipação, além de outras quantidades derivadas importantes.

Próximo da parede inferior do duto ($y=0$), nota-se, pela Figura 6.1, menores valores de velocidade axial e maior presença de vórtices. Em contrapartida, a medida em que se aproxima da região central do canal ($y=20$ e $z=0$ mm), a velocidade axial aumenta e há menor presença de movimentos circulares. Estes resultados estão de acordo com a literatura (Elsinga, 2008, e Martins *et al.*, 2015b). A influência das paredes laterais do duto (localizadas em $z=-12$ e $z=12$ mm) também podem ser observadas pela variação de cores da velocidade axial.

Analisando a sequência de imagens, com intervalo de tempo de 2,5 ms, observa-se a rápida variação de direção dos vetores velocidade, que é uma das características do caótico escoamento turbulento. A resolução temporal é um fator importante para o estudo da evolução do escoamento e de suas estruturas coerentes (Martins *et al.*, 2015b) no tempo. Infelizmente dados estatísticos do escoamento turbulento em duto quadrado através da técnica de tomo-PIV do presente trabalho não puderam ser apresentados devido à pequena quantidade de campos de velocidade não-correlacionados.

A incerteza nas medições da velocidade foi estimada com base na raiz quadrada média da divergência do campo de velocidade (eq. 22). A incerteza média foi da ordem de 0,11 voxel, equivalente a 0,009 m/s. Este baixo nível de incerteza provavelmente foi conseguida devido às medições realizadas num volume estreito e aos procedimentos de otimização adotados. Este valor

incerteza é típico de experimentos bem controlados encontrados na literatura (Martins *et al.*, 2015).

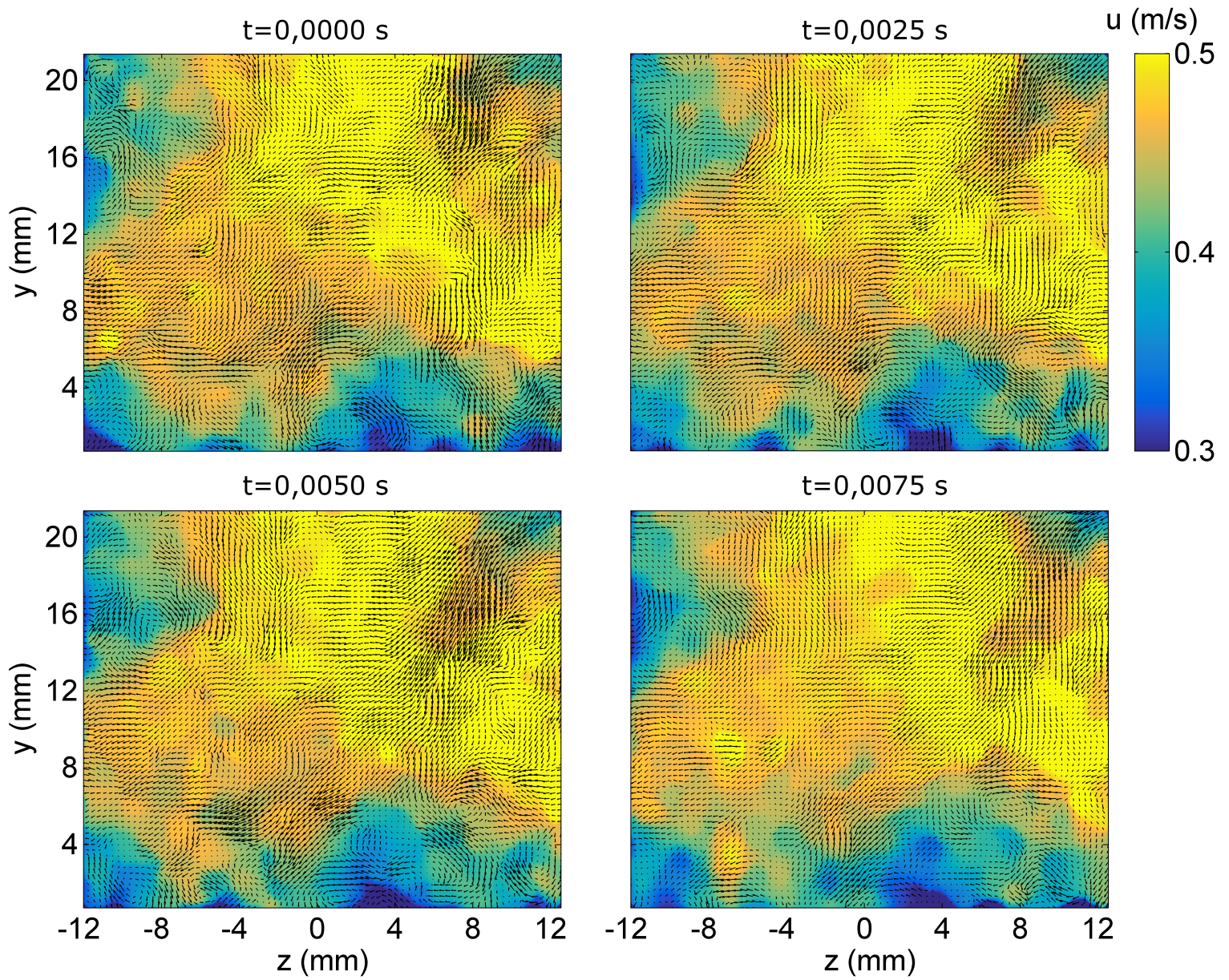


Figura 6.1: Campos tridimensionais de velocidade no centro do volume (plano transversal ao escoamento) obtidos através da técnica de tomo-PIV.

7 Conclusões

O presente trabalho teve como objetivo a implementação da técnica tomográfica de PIV para melhor compreensão de seu funcionamento. Visando este fim, a técnica de tomo-PIV foi aplicada para medição de campos de velocidade do escoamento turbulento de água no interior de um duto quadrado empregando 4 câmeras de alta frequência. Esta técnica destaca-se para o estudo de escoamentos tridimensionais, como é o caso de escoamentos turbulentos. Por ser relativamente recente, pesquisadores de diferentes partes do mundo vêm estudando formas de aprimorá-la a fim de obter medições mais precisas de forma mais eficiente.

No presente trabalho, a calibração das câmeras foi realizada de forma cuidadosa, acarretando em funções de mapeamento corrigidas com baixos erros. Erros na calibração podem acarretar em volumes reconstruídos de baixa qualidade e campos de velocidade não realistas, o que não foi o caso deste trabalho.

As imagens da distribuição de partículas traçadores capturadas de forma sincronizada pelas quatro câmeras apresentaram reflexões na parede e ruído, o que é comum em experimentos deste tipo. Estes problemas foram drasticamente minimizados após pré-processamento.

O volume reconstruído através destas imagens pré-processadas pelo algoritmo BIMART apresentou perfil de intensidade desejado e razão sinal-ruído dentro dos valores recomendados pela literatura.

Os campos de velocidade, obtidos pela correlação de pares de volumes, mostraram boa resolução e baixa incerteza. Análises instantâneas destes campos de velocidade revelaram boa concordância com a literatura.

Após otimização e análise minuciosa de todas as etapas da técnica de tomo-PIV, isto é, a modificação da seção experimental para adaptação do arranjo tomográfico, calibração das câmeras, captura sincronizada das imagens, reconstrução dos volumes e obtenção dos campos tridimensionais de velocidade do escoamento, pode-se concluir que a técnica de tomo-PIV foi aplicada com sucesso.

O presente trabalho visa fomentar o emprego do tomo-PIV para o entendimento de escoamentos complexos, em especial no Brasil, visto que há poucos registros da utilização desta técnica. É importante ressaltar que o PIV tomográfico pode ser aplicado em diversos tipos de escoamento, tanto internos quanto externos.

8 Referências Bibliográficas

1. ABRANTES, J.K.; PAULA, I.B.; AZEVEDO, L.F.A. – Medição de escoamentos turbulentos utilizando velocimetria por imagem de partículas. In: Carmo, Assi, Meneghini, Aranaha, Volpe. *Turbulência*. 1ed. São Paulo: ABCM USP, 2012, v. 8, p. 133-209
2. ATKINSON, C.; SORIA, J. – An eficiente simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 2009.
3. BARROS JUNIOR, J.M.; AZEVEDO, L.F.A – Estudo experimental do escoamento axial através de região anular com rotação do cilindro interno. Rio de Janeiro, 2007. 125p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.
4. BILSKY, A.V.; DULIN, V.M.; LOZHKIN, V.A.; MARKOVICH D.M. ; TOKAREV, M.P. – Two-dimensional correlation algorithms for tomographic PIV. In *9th International Symposium on PIV*, Kobe, Japão, 2011.
5. CRUZ VILLANUEVA, J.J.; FIQUEIRA DA SILVA, L.F. – Estudo experimental da combustão turbulenta de sprays de etanol usando PLIF-OH, PIV e Shadowgraphy. Rio de Janeiro, 2013. 135p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.
6. DISCETTI, S.; ASTARITA, T. – Acceleration of tomo-PIV by multigrid reconstruction schemes. In *15th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisboa, Portugal, 2010.
7. ELSINGA, G.E.; SCARANO, F.; WIENEKE, B.; VAN OUDHEUSDEN, B.W. – Assesment of tomo-PIV for three dimensional flows. In *6th International Symposium of PIV*, Pasadena, USA, 2005.
8. ELSINGA, G.E.; SCARANO, F.; WIENEKE, B.; VAN OUDHEUSDEN, B.W. – Tomographic particle image velocimetry. *Research Article*. Springer-Verlag 2006.
9. ELSINGA, G.E. – Tomographic particle image velocimetry and its application to turbulent boundary layers, Diss. TU Delft, Delft University of Technology, 2008.
10. KIM, S.K.; CHUNG, S.K. – An investigation on airflow in disordered nasal cavity and its corrected models by tomographic piv. *Measurement Science Technology*, 2004.

11. MARTINS, F.J.W.A.; FOUCAUT, J.-M.; THOMAS, L.; AZEVEDO, L.F.A.; STANISLAS, M. – Volume reconstruction optimization for tomo-PIV algorithms applied to experimental data. *Measurement Science and Technology*, 26, p. 1-17. DOI: 10.1088/0957-0233/26/8/085202, 2015.
12. MARTINS, F. J. W. A.; FOUCAUT, J.-M.; AZEVEDO, L. F. A.; STANISLAS, M - Near-Wall Study of a Turbulent Boundary Layer Using High-Speed Tomo-PIV. *Progress in Wall Turbulence 2: Understanding and Modelling*, 23, p. 347-356, 2015b.
13. NOVARA, M.; BATENBURG, K.; SCARANO, F. – Motion tracking-enhanced mart for tomographic piv. *Measurement Science and Technology*, 2010.
14. ORTIZ-DUEÑAS, C.; KIM, J.; LONGMIRE, E.K. – Investigation of liquid-liquid drop coalescence using tomographic PIV. *Exp. Fluids*, 2010.
15. PETRA, S.; SCHRODER, A.; SCHNORR, C. – 3D tomographic from few projections in experimental fluid dynamics. *Imaging Measurement Methods for Flow Analysis (Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design vol 106)*, 2009.
16. SCARANO, F. – Tomographic PIV: principles and practice. *Measurement Science and Technology* 24 012001, 2013.
17. SCHANZ, D.; SCHRODER, A.; GESEMANN, S. – Shake the box – a 4d ptv algorithm: Accurate and ghostless reconstruction of lagrangian tracks in densely seeded flows. In *17th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2014.
18. SOLOFF, S.; ADRIAN, R.; LIU, Z-C. – Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and technology*, 1997.
19. SOUZA, J.F.A. – Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. *Rev. Bras. Geof.*, v. 29, n. 1, p. 21-41, São Paulo, 2011. Disponível em: <www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102261X2011000100002&lng=en&nrm=iso> Acesso em 12 de maio de 2016.
20. THOMAS, L.; VERNET, R.; DAVID, L. – Optimisation of the volume reconstruction for classical tomo-piv algorithms (mart, bimart and smart): synthetic and experimental studies. *Measurement Science and Technology*, 2014.
21. WIENEKE, B.; TALYOR, S. – Fat sheet piv with computation of full 3d-strain tensor using tomographic reconstruction. In *13th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluids Mechanics*, Lisboa, Portugal, 2006.

22. WIENEKE, B. – Volume self-calibration for 3d particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, 2008.
23. WORTH, N.A.; NICKELS, T.B.; Acceleration of tomo-piv by estimating initial volume intensity distribution. *Exp. Fluids*, 2008.
24. WORTH, N.A.; NICKELS, T.B.; SWAMINATHAN, N. – A tomographic piv resolution study based on homogeneous isotropic turbulence dns data. *Exp. Fluids*, 2010.
25. MiePlot. Disponível em: <[www .philiplaven.com/mieplot.htm](http://www.philiplaven.com/mieplot.htm)> Acesso em 05 de junho de 2016.