



UNIVERSIDADE D
COIMBRA



Francisco Filipe da Silva Nunes

LASER ÓPTICO-FLUÍDICA

Dissertação no âmbito do Mestrado Integrado em Engenharia Mecânica
orientada pelo Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão e apresentada ao
Departamento de Engenharia Mecânica da Faculdade de Ciências e Tecnologia
da Universidade de Coimbra.

Fevereiro de 2019



UNIVERSIDADE DE
COIMBRA

FACULDADE
DE CIÊNCIAS
E TECNOLOGIA

Laser Óptico-Fluídica

Dissertação apresentada para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia
Mecânica na Especialidade de Produção e Projecto

Laser Optical-Fluidics

Autor

Francisco Filipe da Silva Nunes

Orientador

Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão

Júri

Presidente Professor Doutor José Manuel Baranda Moreira da Silva
Ribeiro
Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra

Vogais Professor Doutor Almerindo Domingues Ferreira
Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra

Orientador Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão
Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra

Coimbra, Fevereiro, 2019

*"Learning never exhausts the mind."
Leonardo da Vinci*

Agradecimentos

A realização da presente dissertação de mestrado marca a conclusão de uma das etapas mais importantes e desafiantes da minha vida, até ao momento. Durante a elaboração desta, foram várias as lições aprendidas, a nível profissional e pessoal. Assim, não posso deixar de agradecer às pessoas que me acompanharam durante esta fase.

Em primeiro lugar, começo por agradecer ao Professor Doutor Miguel Rosa Oliveira Panão por me ter permitido realizar a dissertação sobre a sua orientação, pela sua disponibilidade, suporte e conhecimentos transmitidos.

Quero também agradecer a todo o corpo docente e não docente do Departamento de Engenharia Mecânica da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra que marcou o meu percurso académico.

Aos meus colegas e amigos, quero agradecer por todos os conselhos prestados, pelos momentos proporcionados e por tornarem as adversidades mais fáceis com a sua presença.

Deixo também, o meu agradecimento à Sofia, por todo o seu apoio, pela sua presença e paciência demonstrada.

Por último, mas não menos importante, devo um especial agradecimento aos meus Pais e ao meu irmão, que sempre me fizeram ver que tudo é possível. Foram três pessoas fundamentais ao longo de todo o percurso, proporcionando todas as condições necessárias para que eu o pudesse fazer nas melhores condições possíveis, confiando nas minhas capacidades e dando apoio nas fases mais difíceis.

A todos, um sincero obrigado!

Resumo

A conectividade óptica como técnica de diagnóstico e caracterização de jactos de líquido, há muito que é executada. Esta técnica induz um menor número de incertezas relativamente à morfologia dos jactos obtidos por injeção, tendo ganho destaque face a outras já implementadas como o caso da *shadowgrafia* e conectividade eléctrica.

Tendo por base fenómenos como a reflexão interna total, ao iluminar-se um jacto de líquido a partir do interior, o feixe de luz pode ser flectido e conduzido ao longo do comprimento de um jacto de líquido. Na aplicação da técnica da conectividade óptica, a adição de partículas luminescentes ao líquido do qual é formado o jacto, leva a que estas reajam com o feixe de luz e tornem visível as estruturas fluídicas do jacto como intensidade de luz dispersa. Embora a aplicabilidade da técnica para diagnóstico e caracterização de jactos de líquido esteja bem definida, esta ainda se encontra muito pouco explorada, de maneira que a presente investigação prende-se com a identificação das limitações desta.

Os jactos de líquido injectados com maior aplicabilidade em situações práticas são os verticais e horizontais, daí terem sido realizados ensaios laboratoriais que permitissem estudar a técnica em ambos os casos. A adição de partículas luminescentes ao líquido, do qual são formados os jactos, não foi efectuada. Assim, foi analisado o efeito da reflexão interna total e da intensidade de luz dispersa visível ao longo do comprimento do jacto. Analisou-se também o efeito da razão da ordem de grandeza entre o diâmetro do feixe de luz e do jacto de líquido.

Observou-se o efeito da reflexão total interna do feixe de luz no interior do jacto de líquido, mas ficou claramente perceptível que este não se perpetua para todas as regiões do jacto. A evolução morfológica do jacto de líquido é perfeitamente visível devido à intensidade luminosa presente ao nível da superfície, sendo esta o resultado de raios do feixe de luz que incidem sobre a interface líquido-gás com um ângulo inferior ao ângulo crítico, devido às deformações de diferente amplitude existentes ao longo do jacto de líquido. O comprimento de ruptura do jacto é também identificável devido à formação de pontos de brilho nestas regiões.

Sabe-se que a percepção que se tem da luz deve-se a fenómenos de dispersão. Esses fenómenos iram ser explicados em detalhe no decorrer da presente dissertação.

Palavras Chave: Jacto de líquido, Feixe luz laser, Intensidade de luz dispersa,

Reflexão, Refracção

Abstract

Optical connectivity is used as a diagnosis technique as well as the act of characterization of liquid jets has been in practice throughout time. This technique reduces the number of uncertainties that are associated to the morphology of the jets obtained only by injection, having gained some projection in comparison with other methods already implemented as in the case of shadowgraphy and electrical connectivity.

When establishing foundation phenomenon, total internal reflection can be achieved upon lighting a liquid jet from inside the light beam. It can then be curved and conducted along the length of a liquid jet. Once the optical connectivity technique is applied, the addition of luminescent particles to said liquid from which the jet is formed leads them to react with the light beam itself. This action will make visible the fluid structures as scattered light intensity. Although the applicability of the technique for the diagnosis and characterization of liquid jets is well defined, it is yet to be explored in depth. This investigation stands to identify thus limitations and its competence.

The injected liquid jets with greater pertinency in practical situations are the vertical and horizontal ones. Laboratory tests have been executed in both cases that allow to study the technique fully. Whereas in these cases, the addition of luminescent particles to the liquid from which the jets are formed was not carried out. The effect of total internal reflection was considered as well as visible light intensity along the jet length. Other aspects that were analyzed were the effect of magnitude in relation to its order between the diameter of the light beam and the liquid jet.

The response of the total internal reflection of the light beam inside the liquid jet was observed but it was clearly apparent that it does not perpetuate for all regions of the jet in itself. The morphological evolution of the liquid jet is perfectly visible due to the luminous intensity present at the surface. This clearly being the result of the rays of the light beam that prevail on the liquid-gas interface having an angle lower than the critical angle, due to the deformations of different amplitudes along the liquid jet. The rupture in the length of the jet is also detectable due to the formation of bright spots in these regions.

It is known that the perception of light is due to the phenomenon of dispersion. These phenomena will be explained in detail within the sequence of this dissertation.

Keywords: Liquid jet, Beam laser light, Scattered light intensity, Reflection, Refrac-

tion

Conteúdo

Lista de Figuras	v
Lista de Tabelas	vii
Nomenclatura	ix
1 Introdução	1
1.1 Modos de dispersão de luz	2
1.1.1 Equações de Maxwell	3
1.1.2 Propagação das ondas electromagnéticas	4
1.1.3 Dispersão da luz laser na interacção com estruturas fluídicas	5
1.1.4 Dispersão de luz em gotas	6
1.1.5 Perfil de intensidade do feixe de luz laser	8
1.2 Dinâmica de jactos de líquido sobre a influência da gravidade	8
1.2.1 Jactos injectados na vertical	9
1.2.2 Jactos injectados na horizontal	10
1.3 Princípio de funcionamento da fibra óptica e Refracção de luz para o exterior	10
2 Aplicabilidade da técnica Laser Óptico-Fluídica	17
2.1 Enquadramento histórico	17
2.1.1 <i>Shadowgrafia</i>	18
2.1.2 Conectividade eléctrica	18
2.1.3 Conectividade óptica	19
3 Instalação e Procedimento Experimental	23
3.1 Visão global da instalação e componentes principais	23
3.2 Técnica de diagnóstico Laser Óptico-Fluídico	25

3.2.1	Alinhamento do feixe de luz laser com os jactos de líquido	26
3.2.2	Sistema de visualização	27
4	Resultados e Discussão	31
4.1	Análise dos ensaios de referência com o jacto retro-iluminado	31
4.2	Análise da influência dos parâmetros de captação de imagem nos resultados obtidos	33
4.3	Análise do efeito da razão entre os diâmetros do feixe de luz laser e do jacto	34
4.4	Análise da intensidade do feixe de luz laser ao longo do jacto	36
4.5	Análise do efeito da reflexão interna total no jacto de líquido	40
4.6	Significado prático dos resultados obtidos	42
5	Notas conclusivas e trabalho futuro	43
	Referências	45

Lista de Figuras

Figura 1.1	Onda electromagnética (retirado de (Beckers <i>et al.</i> , 2017))	4
Figura 1.2	Espectro electromagnético (retirado de (Beckers <i>et al.</i> , 2017)) .	5
Figura 1.3	Dispersão de luz em função da dimensão das partículas (retirado de (Mie, 1908))	6
Figura 1.4	Dispersão de luz por uma esfera (retirado de (Glantschnig & Chen, 1981))	7
Figura 1.5	(a) Projecção de um feixe de luz laser e (b) diagrama de intensidade do feixe de luz em função da distância radial (retirado de (Doan <i>et al.</i> , 2013))	8
Figura 1.6	Evolução de um jacto injectado na vertical com perturbações de varicose (retirado de (Borthakur <i>et al.</i> , 2019))	9
Figura 1.7	Evolução de um jacto injectado na horizontal com perturbações simétricas e assimétricas (retirado de (Borthakur <i>et al.</i> , 2019))	10
Figura 1.8	Diagrama da refracção de um raio de luz incidente entre dois meios distintos	11
Figura 1.9	Diagrama que ilustra como se chega à reflexão internal total . .	12
Figura 1.10	Diagrama de raio incidente com reflexão e refracção	13
Figura 1.11	Diagrama do ângulo crítico	14
Figura 2.1	Princípio da geração de imagens fotográficas por spray usando <i>shadowgrafia</i> (retirado de (Charalampous <i>et al.</i> , 2016))	18
Figura 2.2	Princípio da técnica de conectividade eléctrica (retirado de (Charalampous <i>et al.</i> , 2016))	19
Figura 2.3	Princípio da técnica de conectividade óptica (retirado de (Charalampous <i>et al.</i> , 2016))	20

Figura 2.4	Exemplo de visualização de jacto líquido com (a) <i>shadowgrafia</i> e (b) conectividade óptica (retirado de (Charalampous <i>et al.</i> , 2016)) . . .	20
Figura 3.1	Instalação laboratorial para jacto livre de líquido injectado na vertical	24
Figura 3.2	Instalação laboratorial para jacto livre de líquido injectado na horizontal	24
Figura 3.3	Reservatório	25
Figura 3.4	Fonte de luz exterior	26
Figura 3.5	Fonte de luz laser com potência de 3000 mW	26
Figura 3.6	Prisma de ângulo recto	27
Figura 3.7	Diafragma	28
Figura 3.8	Câmara com sensor CMOS	28
Figura 4.1	Jacto vertical e horizontal retro-iluminado - 4000 fps, 150 μs . . .	32
Figura 4.2	Região (ii) do jacto vertical LOF - 6000 fps, (a) 150 μs , (b) 100 μs , (c) 50 μs	33
Figura 4.3	Região (ii) do jacto horizontal ($d_b/d_j > 1$) - 2700 fps, 200 μs . . .	34
Figura 4.4	Região (ii) do jacto horizontal ($d_b/d_j < 1$) - 2700 fps, 200 μs . . .	35
Figura 4.5	Distribuição radial da intensidade luminosa para (a) ($d_b/d_j < 1$) e (b) ($d_b/d_j > 1$)	35
Figura 4.6	Jacto vertical LOF - 4000 fps, 150 μs	36
Figura 4.7	Jacto horizontal LOF - 4000 fps, 150 μs	37
Figura 4.8	Interpretação óptica subjacente ao traço brilhante de luz aquando do estiramento do jacto	38
Figura 4.9	Interpretação óptica subjacente ao aumento do traço brilhante de luz aquando o aumento do estiramento do jacto	39
Figura 4.10	Interpretação óptica subjacente aos pontos de brilho aquando a ruptura do jacto	40
Figura 4.11	Jacto horizontal LOF - 4000 fps, 150 μs	41
Figura 4.12	Diagrama da RIT na região (i) do jacto horizontal LOF - 4000 fps, 150 μs	41

Lista de Tabelas

Tabela 1.1	Índices de refração para uma onda de 450 nm em diferentes meios a 20°C	14
Tabela 3.1	Parâmetros para aquisição de imagens	29

Nomenclatura

B	Indução magnética
c	Velocidade da luz no vazio
D	Deslocamento dieléctrico
d^*	Ordem de grandeza entre os diâmetros d_j e d_b
d_b	Diâmetro do feixe de luz laser
d_j	Diâmetro do jacto
d_p	Diâmetro da partícula
E	Intensidade de campo eléctrico
$G^{(N)}(n, \theta_i)$	Ganho ou divergência na interface N
H	Intensidade de campo magnético
I	Intensidade
i	Número imaginário
I_j	Intensidade de um raio emergente
J	Densidade de corrente
N	Interface
n	Índice de refração

r	Raio
t	Tempo
v	Velocidade da luz num determinado meio
w	Frequência angular
x	Parâmetro correspondente ao tamanho da partícula
Z_0	Impedância intrínseca do meio para ondas planas

Símbolos Gregos

$\alpha_j^{(N)}(n, \theta_i)$ Fração da intensidade dos raios emergentes de N

λ	Comprimento de onda
μ	Capacidade indutiva magnética
ρ	Densidade de carga
σ	Condutibilidade específica
θ_c	Ângulo crítico
θ_e	Ângulo de reflexão externa
θ_i	Ângulo de incidência
$\theta_N(\theta_i)$	Ângulo formado entre a interface N e θ_i
θ_r	Ângulo de refração
ε	Capacidade indutiva eléctrica

Siglas

CCD Charge-Coupled Device

CMOS Complementary Metal-Oxide-Semiconductor

LDV Laser Doppler Velocimetry

LED Light Emitting Diode

LOF Laser Óptico-Fluídica

PCC Phantom Camera Control

PDI Phase Doppler Interferometry

PIV Particle Image Velocimetry

RIT Reflexão Interna Total

1 Introdução

O desenvolvimento de novas técnicas de diagnóstico e caracterização de jactos de líquido, como é o caso da *shadowgrafia* e conectividade elétrica, levou ao surgimento de uma nova técnica, denominada por conectividade óptica (Charalampous *et al.*, 2016). Esta recorre a princípios de óptica geométrica para conduzir as ondas eletromagnéticas de um feixe de luz laser por reflexão interna total em fluídos.

A técnica da conectividade óptica como técnica de diagnóstico e caracterização de jactos de líquido, foi proposta por Charalampous *et al.* (2009a,b), mas baseia-se em demonstrações que datam do século XIX e que estão na origem da fibra óptica. Colladon (1842) demonstrou que ao iluminar-se um jacto de líquido com um feixe de luz laser, o índice de refração da luz no interior do jacto de líquido é superior à refração para o gás circundante, continuando assim a propagar-se ao longo do jacto.

Na técnica proposta por Charalampous *et al.* (2016), a luz capturada pelas imagens, que fornecia informação das características do jacto, provinha da luz emitida pela fluorescência de partículas presentes no líquido, com um determinado comprimento de onda, aquando da sua interacção com a luz do feixe laser, que possui outro comprimento de onda. Deste modo, recorrendo a um filtro só se capta a informação das partículas cujo tamanho é suficientemente pequeno para que o tempo de resposta a flutuações no escoamento seja curto, de modo a seguirem-no, fornecendo-nos uma informação fidedigna das suas características. Quaisquer efeitos ópticos provenientes da interacção do feixe de luz laser com as estruturas hidrodinâmicas do escoamento seriam mitigadas. Assim, o foco do trabalho desenvolvido na presente dissertação de mestrado visa explorar a possibilidade de extrair informação útil à caracterização de estruturas hidrodinâmicas de um escoamento livre iluminado a partir do seu interior pela interacção com um feixe de luz laser, técnica aqui introduzida e designada por *Laser Óptico-Fluídica* (LOF).

Uma vez que a técnica está em fase de desenvolvimento, importa nesta fase estudá-

la recorrendo a escoamentos relativamente simples e conhecidos, de modo a avaliar o tipo de informação que é possível adquirir. Nesse sentido, seleccionaram-se jactos de líquido em duas posições, vertical e horizontal. A presente introdução começa por fazer uma breve revisão de conceitos associados aos modos dispersão de luz, essenciais para a compreensão dos resultados obtidos pela técnica em desenvolvimento. Depois, faz-se também uma revisão do conhecimento mais recente obtido para a caracterização de jactos líquidos.

De seguida, o segundo capítulo aborda a origem da técnica em desenvolvimento, com vista à compreensão da informação fornecida pela interacção da luz proveniente do interior das estruturas hidrodinâmicas do escoamento, e sua comparação com outras técnicas existentes.

No terceiro capítulo é exposta informação pertinente quanto ao equipamento utilizado na instalação laboratorial e procedimentos experimentais aplicados no âmbito da realização dos ensaios necessários à caracterização da técnica.

No quarto capítulo é realizada a análise e discussão dos resultados obtidos em ensaios experimentais. Será analisado o perfil dos diferentes jactos de líquido obtidos, assim como o efeito associado à intensidade do feixe de luz laser ao longo do escoamento, e a influência da relação entre a ordem de grandeza do diâmetro do jacto de líquido e do feixe de luz laser. Posteriormente, é analisado o efeito da reflexão interna total no jacto, bem como o efeito da intensidade luminosa visível na superfície líquida e no interior dos jactos livres de líquido injectados.

No quinto, e último capítulo do presente documento, apresentam-se as conclusões retiradas com base na análise e discussão de resultados, estabelecendo-se sugestões para trabalho futuro.

1.1. Modos de dispersão de luz

A dispersão de luz é um fenómeno natural omnipresente. Vê-se o céu em tons de azul devido à dispersão dos raios solares pelas moléculas que compõem o ar, caso contrário, o céu seria negro (Kerker, 2013). Este fenómeno pode então ser interpretado como a separação de uma onda electromagnética em várias componentes espectrais com diferentes frequências. Essas ondas são descritas pelas equações de Maxwell.

1.1.1. Equações de Maxwell

Em 1865, Maxwell publicou o seu famoso conjunto de equações que formalizaram os resultados da pesquisa acumulada sobre electromagnetismo (Kerker, 2013). As chamadas equações de Maxwell demonstram como os campos eléctricos e magnéticos são manifestações de um só campo electromagnético. Assim, além de descreverem a natureza ondulatória da luz, mostram-na como uma onda electromagnética. Um campo electromagnético é, portanto, o domínio de quatro vectores de campo, sendo eles o de intensidade de campo eléctrico, E , o deslocamento dieléctrico, D , a intensidade de campo magnético, H , e a indução magnética, B . Para pontos no espaço onde as propriedades físicas da vizinhança são contínuas, os vectores de campo são definidos pelas equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot E = -\partial B / \partial t \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot H = J + \partial D / \partial t \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (1.4)$$

onde t corresponde ao tempo, J à densidade de corrente, e ρ à densidade de carga.

As duas primeiras equações enunciam a Lei de Faraday para a indução de um campo eléctrico (ou corrente) por um fluxo magnético variável e pela lei de Ampère para o cálculo do campo magnético a partir de uma distribuição de corrente. A terceira equação é resultado da lei de Coulomb para a força entre cargas eléctricas. A quarta equação corrobora a inexistência de fontes do campo magnético correspondentes às cargas eléctricas que formam a fonte do campo eléctrico.

Às equações de campo referidas anteriormente devem ser acrescentadas as propriedades do material, para permitir a determinação dos vectores de campo a partir de uma dada distribuição de corrente e carga.

$$J = \sigma E \quad (1.5)$$

$$D = \varepsilon E \quad (1.6)$$

$$B = \mu H \quad (1.7)$$

Os factores σ , ε e μ dizem respeito à condutibilidade específica, capacidade indutiva eléctrica e capacidade indutiva magnética, respectivamente. A sobreposição de um campo eléctrico com um campo magnético resulta numa onda electromagnética. São essas ondas que caracterizam a luz de um laser.

1.1.2. Propagação das ondas electromagnéticas

Pelo facto dos campos eléctrico e magnético serem perpendiculares entre si, a onda electromagnética designa-se por onda transversal (Beckers *et al.*, 2017) (ver Figura 1.1).

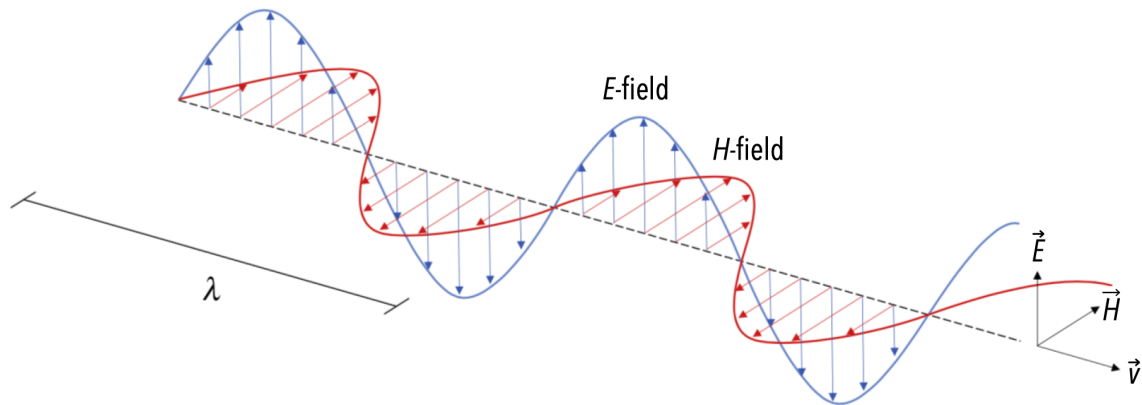


Figura 1.1: Onda electromagnética (retirado de (Beckers *et al.*, 2017))

Analisando a Figura 1.1 é possível constatar que os dois campos, eléctrico e magnético, oscilam em fase, ou seja, o comportamento matemático da oscilação destes campos pode ser descrito por uma função sinusoidal.

Considerando uma onda electromagnética de características ideais, conforme a onda ilustrada na Figura 1.1, os vectores E e H são perpendiculares entre si na direcção de propagação, como já havia sido referido anteriormente, e os componentes escalares dos próprios vectores estão relacionados por (Kerker, 2013):

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{-E_y}{H_x} = Z_0 = \left(\frac{\mu}{\varepsilon - i\sigma/w} \right)^{1/2} \quad (1.8)$$

em que Z_0 é denominado por impedância intrínseca do meio para ondas planas, w é a frequência angular e i corresponde ao número imaginário.

O espectro electromagnético ilustrado na Figura 1.2 é classificado de acordo com o comprimento de onda (λ), existindo, portanto, várias classes de ondas electromagnéticas que vão desde as ondas de rádio aos raios gama (Beckers *et al.*, 2017).

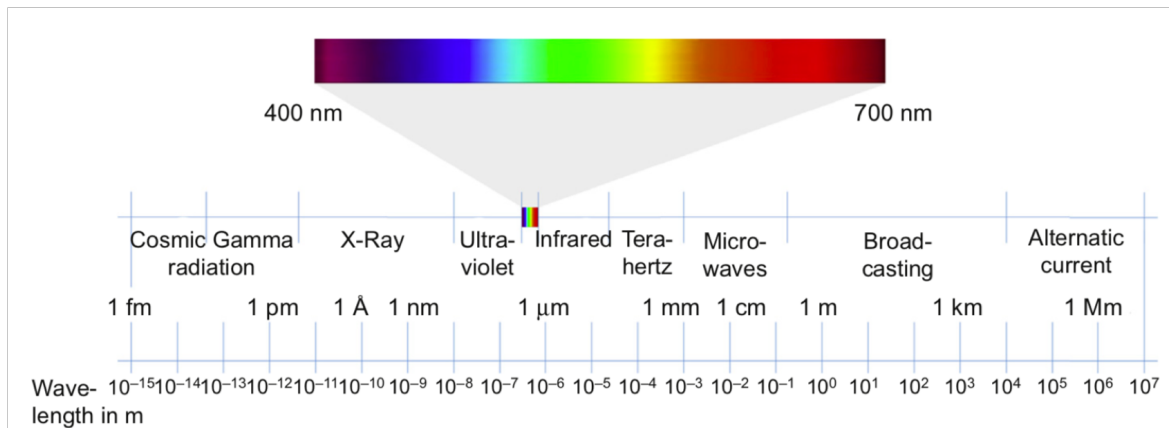


Figura 1.2: Espectro electromagnético (retirado de (Beckers *et al.* , 2017))

Um espectroscópio comum que mede o espectro electromagnético pode detectar comprimentos de onda que vão dos 2 nm aos 2500 nm, sendo que as ondas na gama do visível têm um comprimento de onda compreendido entre os 400 nm e os 700 nm. Esta gama é a comumente utilizada em feixe de luz laser em técnicas de visualização e caracterização de escoamentos como o *Particle Image Velocimetry* (PIV), e Interferometria Laser simples (*LDV - Laser Doppler Velocimetry*) ou de Fase Doppler (*PDI - Phase Doppler Interferometry*) (Albrecht *et al.* , 2013).

1.1.3. Dispersão da luz laser na interacção com estruturas fluídicas

Para caracterizar o modo como a luz se dispersa, e a sua relação com a percepção de cor, físicos como Lord Rayleigh e Gustav Mie elaboraram duas das teorias mais conhecidas em relação a este tema (Lockwood, 2016).

A dispersão segundo Rayleigh descreve o fenómeno da dispersão de luz, ou de outra onda electromagnética, com base em partículas atómicas e moleculares cujo diâmetro é muito menor que o comprimento de onda incidente (Twersky, 1964).

A dispersão segundo Mie, ou Teoria de Mie, veio resolver um dos problemas mais importantes da história da óptica, a absorção e dispersão de luz por parte de uma esfera com tamanho e índice de refração arbitrários (Cox *et al.* , 2002). Em 1908, Gustav Mie, publicou um artigo sobre a simulação dos efeitos da cor e a sua ligação com partículas de ouro (Mie, 1908), onde aplicou a teoria electromagnética de Maxwell para calcular a dispersão de luz a partir de pequenas partículas esféricas. Mie não foi

o primeiro a realizar este tipo de simulações, mas foi o primeiro a aplicar as equações de Maxwell para encontrar uma solução.

Os padrões de dispersão de luz representativos das duas teorias enunciadas demonstram a distribuição espacial da intensidade de luz em função da dimensão das partículas (Figura 1.3).

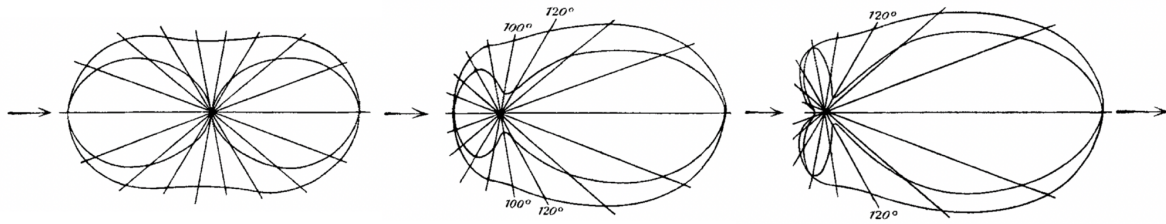


Figura 1.3: Dispersão de luz em função da dimensão das partículas (retirado de (Mie, 1908))

Recorrendo à Dispersão de Mie para a caracterização de estruturas fluídicas, as aplicações mais conhecidas e estudadas são em gotas.

1.1.4. Dispersão de luz em gotas

A atomização é um processo hidrodinâmico inerente a jactos líquidos, com a formação de pequenas gotas a partir da fragmentação de ligamentos formados por desintegração na periferia através das instabilidades desenvolvidas ao longo do jacto em interacção com o ambiente exterior. Para a análise da dispersão de luz, as gotas líquidas são consideradas como pequenas lentes esféricas e a luz difusa assume-se como sendo uma sobreposição de luz *reflectida*, *refractada* e *difractada* (Glantschnig & Chen, 1981).

A Figura 1.4 representa os diferentes modos de dispersão de luz por uma esfera, equiparada a uma gota líquida, segundo o ponto de vista da óptica geométrica.

Um raio incidente com um determinado ângulo θ_i é parcialmente reflectido e parcialmente refractado. Em todas as interfaces subsequentes, este processo repete-se originando inúmeros raios incidentes no interior da própria esfera, ou gota, resultando em diversos raios dispersos em múltiplas direcções. Cada um desses raios caracteriza-se por dois parâmetros, o ângulo θ_i associado ao raio que o precede e o inteiro N correspondente à interface do qual surge (Figura 1.4). O ângulo formado entre uma dada

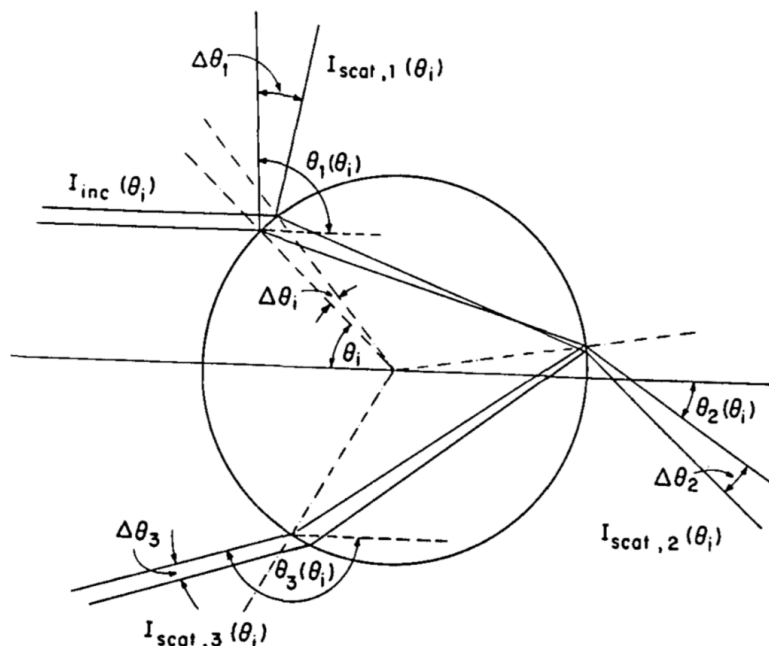


Figura 1.4: Dispersão de luz por uma esfera (retirado de (Glantschnig & Chen, 1981))

interface N e a direcção que o raio assume, $\theta_N(\theta_i)$, é dado por:

$$\theta_N(\theta_i) = 2(N - 1)\theta_r - 2\theta_i - (N - 2)\pi \quad (1.9)$$

Os raios de dispersão emergentes vão perdendo intensidade devido às perdas em cada contacto com a interface. Sendo que a intensidade de um dado raio emergente (I_j) é obtida de acordo com a seguinte relação,

$$I_j^{(N)}(x, n, \theta_i) = x^2 \alpha_j^{(N)}(n, \theta_i) G^{(N)}(n, \theta_i) \quad j = 1, 2, \dots \quad (1.10)$$

em que n é o respectivo índice de refração do material e x é o parâmetro correspondente ao tamanho da partícula, de maneira que se o seu diâmetro for d_p , esse obtém-se:

$$x = \frac{\pi d_p}{\lambda} \quad (1.11)$$

onde λ é o comprimento de onda do feixe de luz laser incidente. Enquanto o ideal seria que a intensidade de luz incidente fosse uniforme, na realidade, isso não acontece.

1.1.5. Perfil de intensidade do feixe de luz laser

A intensidade de um feixe de luz laser varia ao longo do seu diâmetro de acordo com um perfil gaussiano (Bandres & Gutiérrez-Vega, 2004), cuja amplitude varia consoante a potência do instrumento (Doan *et al.*, 2013). Na Figura 1.5 encontra-se representado o perfil gaussiano de intensidade de um feixe de luz laser, assim como um diagrama que relaciona essa intensidade com a distância radial ao eixo.

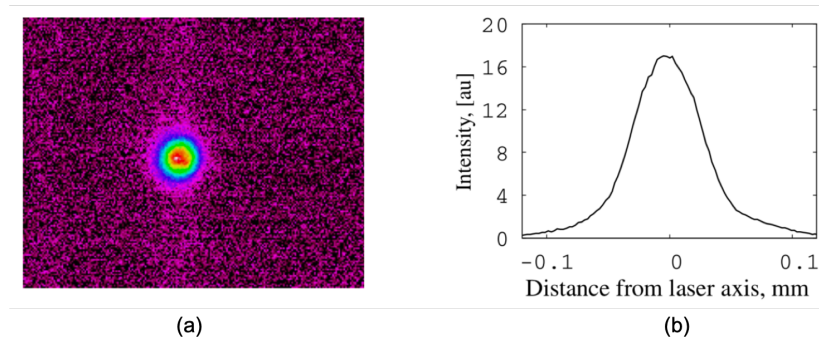


Figura 1.5: (a) Projecção de um feixe de luz laser e (b) diagrama de intensidade do feixe de luz em função da distância radial (retirado de (Doan *et al.*, 2013))

O facto de a intensidade variar implica que, no desenvolvimento da técnica LOF, importa avaliar o modo como a luz se dispersa quando a relação entre a dimensão característica da estrutura fluídica a caracterizar e o diâmetro do feixe de luz que a ilumina. O escoamento usado nesta dissertação para realizar o desenvolvimento da técnica é o de um jacto livre de líquido.

1.2. Dinâmica de jactos de líquido sobre a influência da gravidade

O comportamento de um jacto de líquido no ar é influenciado por uma série de parâmetros, mais concretamente, pelas propriedades do fluído, o caudal volúmico do jacto e as tensões interfaciais (Borthakur *et al.*, 2019).

Ao injectar um jacto de líquido por um orifício é inevitável a formação de instabilidades devido à propagação de perturbações na superfície líquida, sendo que estas resultam na desintegração do jacto em ligamentos e, conseqüentemente, fragmentação dos ligamentos formando gotas. Este fenómeno é denominado por instabilidade de

Rayleigh-Plateau (Plateau, 1873). As perturbações induzidas na superfície líquida do jacto podem ser classificadas como simétricas ou assimétricas.

Os jactos podem assumir inúmeras geometrias e orientações, contudo, os mais amplamente utilizados e estudados são os jactos injectados verticalmente e horizontalmente (Borthakur *et al.*, 2019).

1.2.1. Jactos injectados na vertical

Numa situação onde a injeção é realizada na vertical, a direcção do escoamento é a mesma que a direcção de acção da força gravítica (Figura 1.6). Neste caso é possível observar perturbações simétricas, e quando o caudal é relativamente baixo, surgem pequenas perturbações de amplitude na superfície líquida que se desenvolvem até se formar a deformação de *varicose*, habitualmente conhecida como instabilidade de Rayleigh (1892). Por fim, o crescimento da amplitude destas perturbações acaba por resultar num estreitamento do jacto, *pinch-off*, que leva à sua ruptura, e consequente formação de gotas.

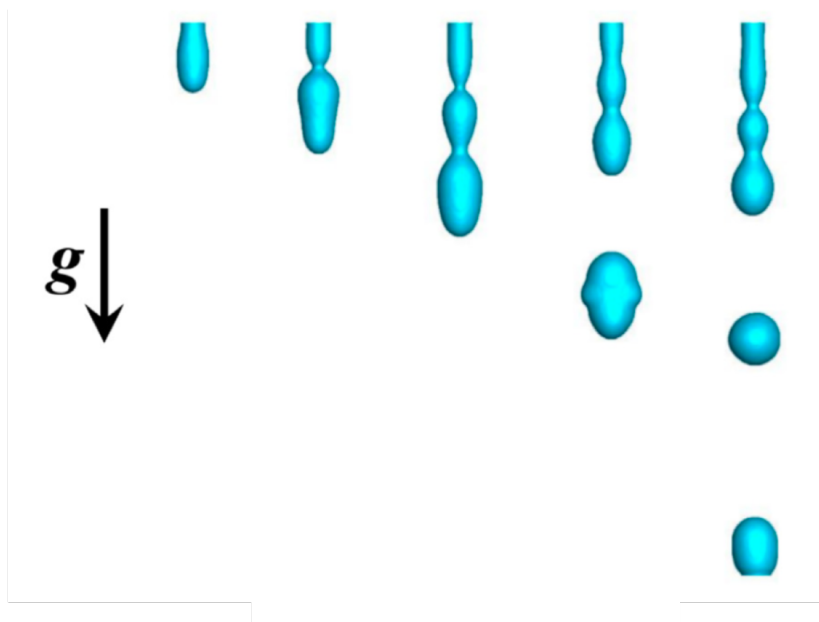


Figura 1.6: Evolução de um jacto injectado na vertical com perturbações de varicose (retirado de (Borthakur *et al.*, 2019))

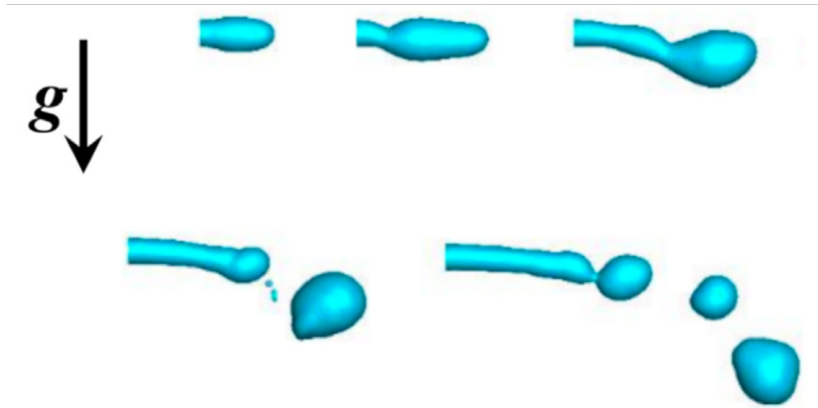


Figura 1.7: Evolução de um jacto injectado na horizontal com perturbações simétricas e assimétricas (retirado de (Borthakur *et al.* , 2019))

1.2.2. Jactos injectados na horizontal

No caso de a injeção ser realizada na horizontal, o jacto é injectado perpendicularmente à direcção da acção da força gravítica de maneira que irá descrever uma parábola devido à influência da gravidade (Figura 1.7). Nesta situação é possível observar perturbações simétricas e assimétricas na superfície líquida do jacto das quais resulta a ruptura do jacto e conseqüente formação de gotas. As perturbações assimétricas surgem devido à influência da gravidade nas perturbações simétricas e, embora a ruptura do jacto ocorra devido ao modo de Rayleigh (1892), a natureza assimétrica das perturbações altera as características de ruptura do jacto (Borthakur *et al.* , 2019).

Depois de explorados os princípios fundamentais da dispersão de luz laser, e descritos os mecanismos hidrodinâmicos associados ao escoamento usado para estudar e desenvolver a técnica Laser Óptico-Fluídica, antes de fazer uma revisão bibliográfica da aplicabilidade do LOF, importa dedicar alguma atenção ao princípio de funcionamento da fibra óptica, cujo conhecimento é essencial para interpretar o modo como se dispersa a luz no interior da estrutura fluídica e quando se propaga fora dessa.

1.3. Princípio de funcionamento da fibra óptica e Reflexão de luz para o exterior

A propagação dos sinais luminosos dentro da fibra óptica é explicada com base num fenómeno denominado por reflexão interna total (Beckers *et al.* , 2017). Como o próprio nome indica, a reflexão interna total refere-se à reflexão completa de um feixe

de luz dentro de um dado meio sem que hajam perdas para o exterior por intermédio do fenómeno de refacção.

A refacção ocorre quando o feixe luminoso atravessa a fronteira entre os dois meios diferentes e altera a sua direcção de propagação (Figura 1.8). A alteração da direcção deve-se às diferentes densidades dos meios que o feixe luminoso atravessa (Palik, 1997).

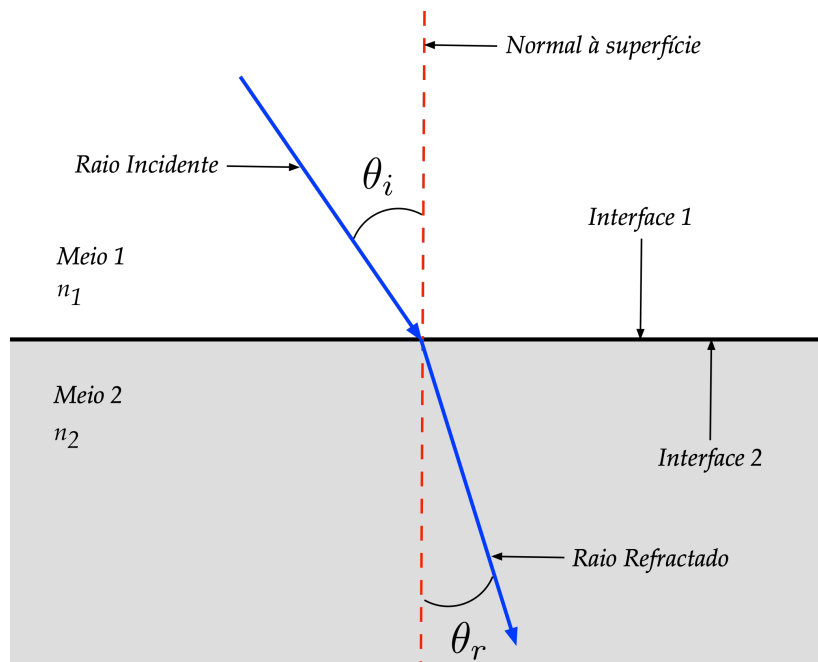


Figura 1.8: Diagrama da refacção de um raio de luz incidente entre dois meios distintos

Um feixe de luz ao incidir sobre a fronteira entre dois meios distintos, pode reflectir e refractar em simultâneo, ou pode apenas reflectir ou refractar. A Figura 1.9 ilustra o que acontece a um feixe luminoso em função do ângulo de incidência entre este com a normal à superfície.

É, então, possível observar que, para um ângulo de incidência igual a 0° ocorre apenas refacção do feixe luminoso sem alteração da sua direcção de propagação. À medida que este mesmo ângulo em relação à direcção normal à interface aumenta, passa a ocorrer refacção e reflexão em simultâneo, até que a partir de um determinado ângulo passamos a ter apenas reflexão. Esta situação é denominada por *reflexão interna total* e ao ângulo a partir do qual ocorre este fenómeno dá-se o nome de ângulo crítico (Beckers *et al.*, 2017).

Portanto, para ocorrer a reflexão interna total é necessário que a luz se propague

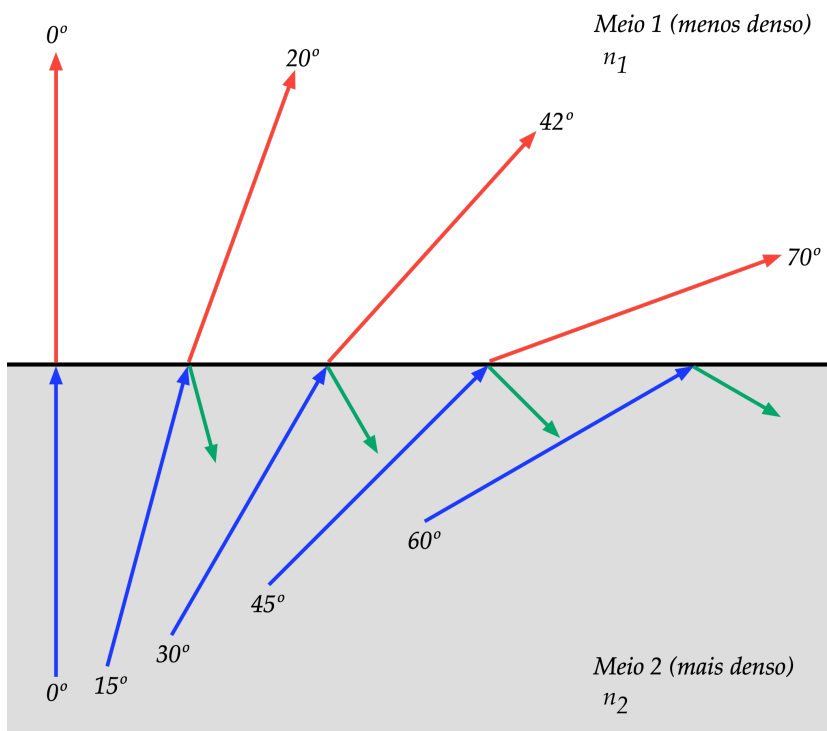


Figura 1.9: Diagrama que ilustra como se chega à reflexão internal total

num determinado meio, mais denso, e incida sobre a superfície de contacto com o meio menos denso a um ângulo superior ao ângulo crítico. Este é o fenómeno que permite a propagação de sinais luminosos no interior da fibra óptica sem que haja perda de intensidade do feixe luminoso devido à refração. Quando esta última acontece é importante caracterizar a alteração da direcção de propagação do raio de luz.

Sabe-se que um feixe de luz ao incidir sobre a superfície que separa dois meios de diferentes características irá reflectir e refractar, consoante o ângulo de incidência (Beckers *et al.* , 2017). No caso da luz reflectida, se a interface não tiver irregularidades, o ângulo que o feixe de luz irá descrever ao reflectir irá ser igual ao de incidência. No caso da propagação por refração, o mesmo não acontece. A luz ao atravessar a fronteira entre dois meios de diferentes características sofre um desvio na direcção de propagação. Este ocorre devido à alteração da velocidade com que a mesma se propaga nos diferentes meios, de maneira que o ângulo de refração varia de acordo com as propriedades dos respectivos meios (Palik, 1997).

A resposta dos meios materiais à luz é descrita por várias grandezas, frequentemente denominadas de constantes ópticas. De entre as várias existentes, a métrica mais utilizada para quantificar o comportamento óptico de diferentes meios materiais é o

índice de refração, que pode ser compreendido como a razão entre a velocidade da luz no vácuo com a velocidade da luz num determinado meio (Palik, 1997), traduzindo-se na seguinte relação:

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.12)$$

A Lei de Snell, ou Lei da Refracção, proposta no século XVII, descreve a relação entre os ângulos de incidência (θ_1) e de refração (θ_2), respectivamente, aquando da propagação da luz incidente num meio com índice de refração n_1 para um meio com índice de refração n_2 (Beckers *et al.*, 2017). De maneira que em termos matemáticos se expressa como:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.13)$$

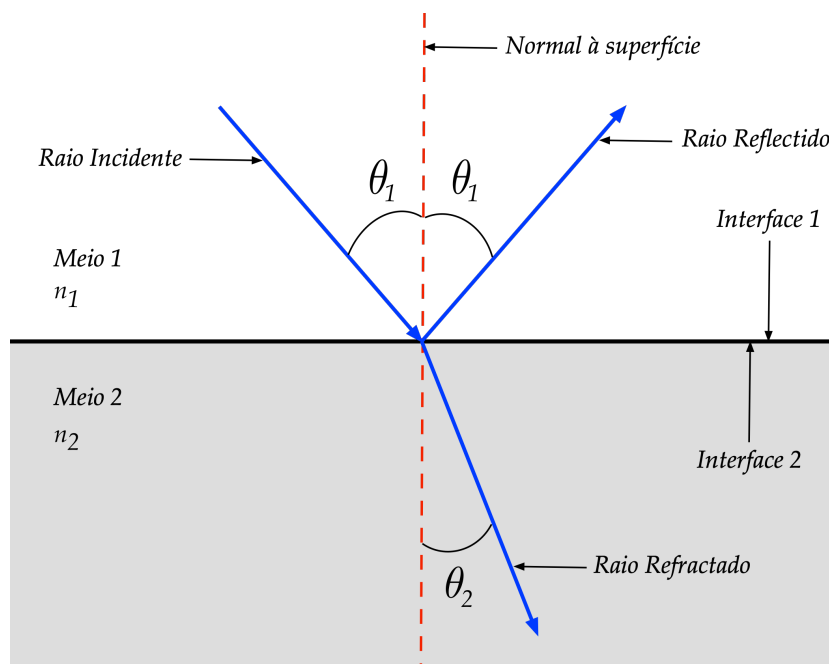


Figura 1.10: Diagrama de raio incidente com reflexão e refração

Os valores dos índices de refração diferem apenas de meio para meio em função do comprimento de onda e da temperatura. Na Tabela 1.1 é possível observar alguns destes valores:

Assim, com base na informação anteriormente fornecida pela Lei de Snell (Eq. 1.13) basta saber quais os meios em que a luz se propaga e o respectivo ângulo de incidência para posteriormente determinar o ângulo de refração e, conseqüentemente, o desvio.

Tabela 1.1: Índices de refração para uma onda de 450 nm em diferentes meios a 20°C

<i>n</i> para comprimento de onda de 450 nm em meio a 20°C	
Meio	Índice de refração
Ar	1.0003
Água	1.33
Vidro óptico	1.52

No caso da reflexão interna total, fenómeno associado ao princípio de funcionamento da fibra óptica, o feixe de luz propaga-se de um meio com um maior índice de refração para um meio com um menor índice de refração, o que irá fazer com que a razão entre índices de refração, n_1/n_2 , seja maior do que 1, conseqüentemente, a partir da Eq. 1.13, o ângulo de refração irá ser superior ao ângulo de incidência. Por sua vez, o ângulo crítico associado a este fenómeno é nada mais do que o ângulo de incidência a partir do qual o desvio sofrido pelo feixe de luz será tão elevado que este não atravessa a fronteira, refractando, mas reflecte para o mesmo meio, conforme já foi explicado anteriormente.

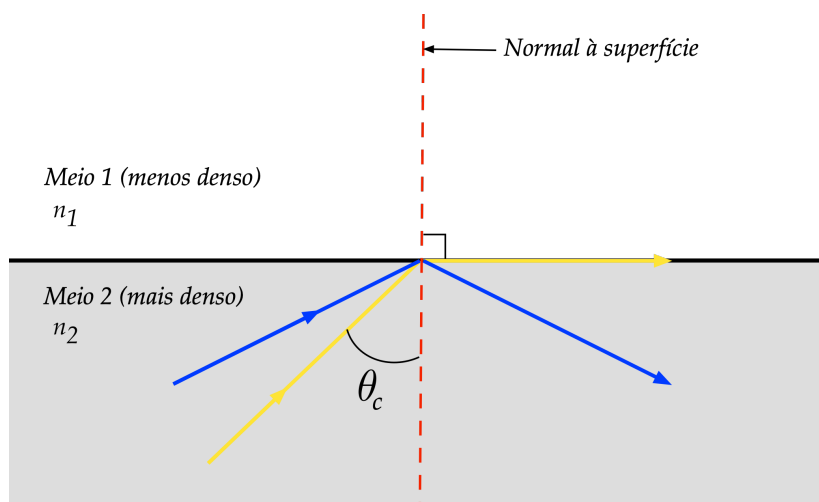


Figura 1.11: Diagrama do ângulo crítico

Analisando a Figura 1.11, o ângulo crítico será aquele para o qual o feixe de luz refractado irá fazer um ângulo de refração de $\theta_2 = 90^\circ$ em relação à direcção normal à interface. Basta então aplicar a Lei de Snell para determinar o ângulo crítico em função dos meios pelos quais o feixe de luz se propaga, de maneira que para uma interface

água-ar ir-se-á obter um ângulo crítico de $\theta_c = 49^\circ$. Valor relevante para as experiências realizadas nesta dissertação. O capítulo seguinte faz a revisão da aplicabilidade da técnica Laser Óptico-Fluídica na caracterização de escoamentos em mecânica dos fluidos.

2 Aplicabilidade da técnica Laser Óptico-Fluídica

O presente capítulo surge com o propósito de enquadrar a técnica que se pretende desenvolver nos trabalhos reportados recentemente na literatura, e a vantagem desta abordagem de caracterização não-intrusiva, como é típico das técnicas laser de diagnóstico de escoamentos, face a outras já existentes.

2.1. Enquadramento histórico

O trabalho que motivou a realização desta dissertação foi publicado por Charalampous em 2009 mas tem como base conhecimentos científicos que datam da primeira metade do século XIX em conectividade óptica para dimensionamento e caracterização de jactos de líquido.

Colladon (1842) observou que um jacto de água injectado na horizontal e que deflecte por força da gravidade, era capaz de conduzir um feixe de luz ao longo do mesmo devido a fenómenos de reflexão interna total (Colladon, 1842). Posteriormente, Tyndall (1854) demonstrou que o mesmo fenómeno podia ser obtido com um feixe de luz laser, ao deflecti-lo num jacto de água, uma vez que o índice de refração da luz no interior do jacto de líquido é superior ao do gás circundante, de maneira que o feixe de luz laser se mantém em propagação pela trajectória realizada pelo jacto de líquido. Charalampous *et al.* (2009a,b) propôs uma nova técnica que colmatasse as falhas das existentes, como a *shadowgrafia* (Settles, 2001) e a conectividade eléctrica (Hiroyasu, 1982; Chehroudi *et al.* , 1985; Yule & Salters, 1994), duas das técnicas mais utilizadas no dimensionamento e caracterização de jactos de líquido.

2.1.1. *Shadowgrafia*

A *shadowgrafia* é um método amplamente utilizado devido à sua fácil aplicação e simplicidade dos equipamentos necessários. Consiste em fazer iluminar um jacto de líquido com um foco de luz e, assim, captar as estruturas hidrodinâmicas por contraste através de uma câmera CCD (*Charge-Coupled Device*) de alta-velocidade. Esta iluminação pode ser feita em diferentes posições, mas a retro-iluminação é a mais utilizada, criando uma sombra por contraste sobre um fundo brilhante, como ilustrado na Figura 2.1. Este método tem a desvantagem de não poder ser aplicado quando a atomização produz um spray de gotas muito denso em torno do jacto, inviabilizando a visualização de quaisquer estruturas fluídicas na periferia do jacto (Settles, 2001).

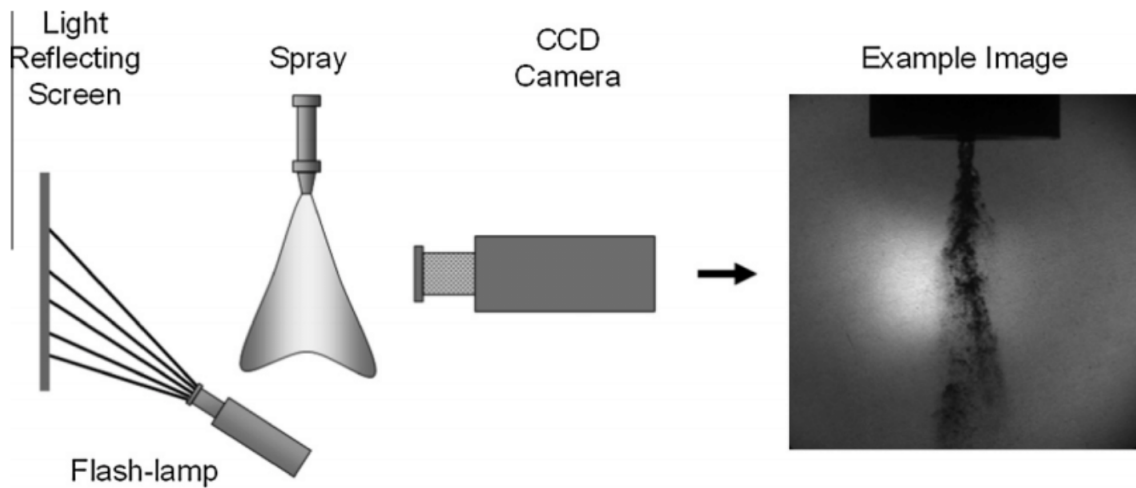


Figura 2.1: Princípio da geração de imagens fotográficas por spray usando *shadowgrafia* (retirado de (Charalampous *et al.* , 2016))

2.1.2. Conectividade eléctrica

Esta técnica não se baseia na visualização do jacto líquido contínuo, mas na condução de electricidade ao longo do seu comprimento e, como tal, não compartilha as mesmas dificuldades que o método anterior. O trabalho desenvolvido por Hiroyasu (1982); Chehroudi *et al.* (1985), e Yule & Salters (1994), levou a que o jacto líquido contínuo pude-se ser tratado como uma resistência. De modo que, ao aplicar uma diferença de potencial entre o início e o fim do jacto, se este for contínuo, estaremos diante de um circuito fechado e, assim, com base na distância entre os dois pontos e

a diferença de potencial, determina-se o comprimento do jacto líquido contínuo (Figura 2.2). Este é, também, um método com as suas limitações. Os ligamentos de líquido, resultantes da desintegração do jacto, ao entrarem em contacto com as gotas já destacadas do jacto, podem permitir a condução de electricidade, resultando em medições do comprimento de líquido superiores ao que se verifica na realidade.

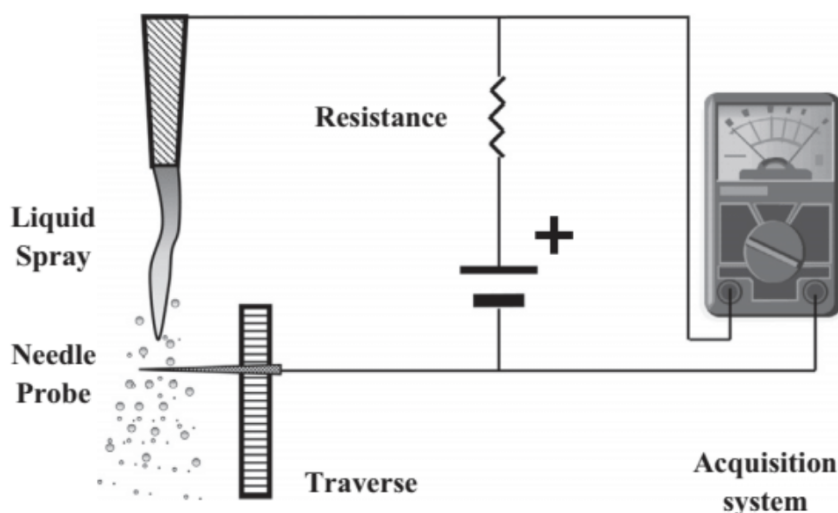


Figura 2.2: Princípio da técnica de conectividade eléctrica (retirado de (Charalampous *et al.* , 2016))

2.1.3. Conectividade óptica

Na abordagem proposta por Charalampous *et al.* (2009a,b), a iluminação do jacto de líquido é realizada a partir do interior fazendo incidir um feixe de luz laser sobre o núcleo do jacto (Figura 2.3). O feixe de luz propaga-se ao longo do jacto de líquido devido à reflexão interna total (RIT) na interface líquido-gás em virtude do maior índice de refração do líquido face ao do gás circundante.

A adição de partículas de um corante fluorescente ao líquido (Rhodamine WT), faz com que parte da intensidade do feixe laser seja absorvida e re-emitada num comprimento de onda filtrado na câmara, conferindo luminosidade ao jacto contínuo, o que permite avaliar com algum rigor o comprimento da rotura do mesmo em gotas. Assim, esta técnica permite visualizar o jacto líquido contínuo sem que as gotículas resultantes da atomização interfiram no processo, como interferiam no caso da *shadowgrafia*.

A técnica de conectividade óptica pode superar a obstrução óptica causada pela

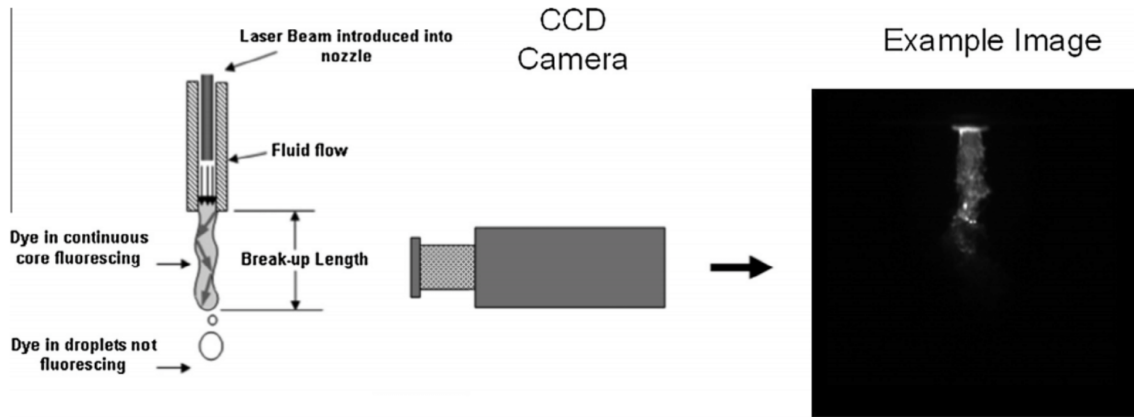


Figura 2.3: Princípio da técnica de conectividade óptica (retirado de (Charalampous *et al.* , 2016))

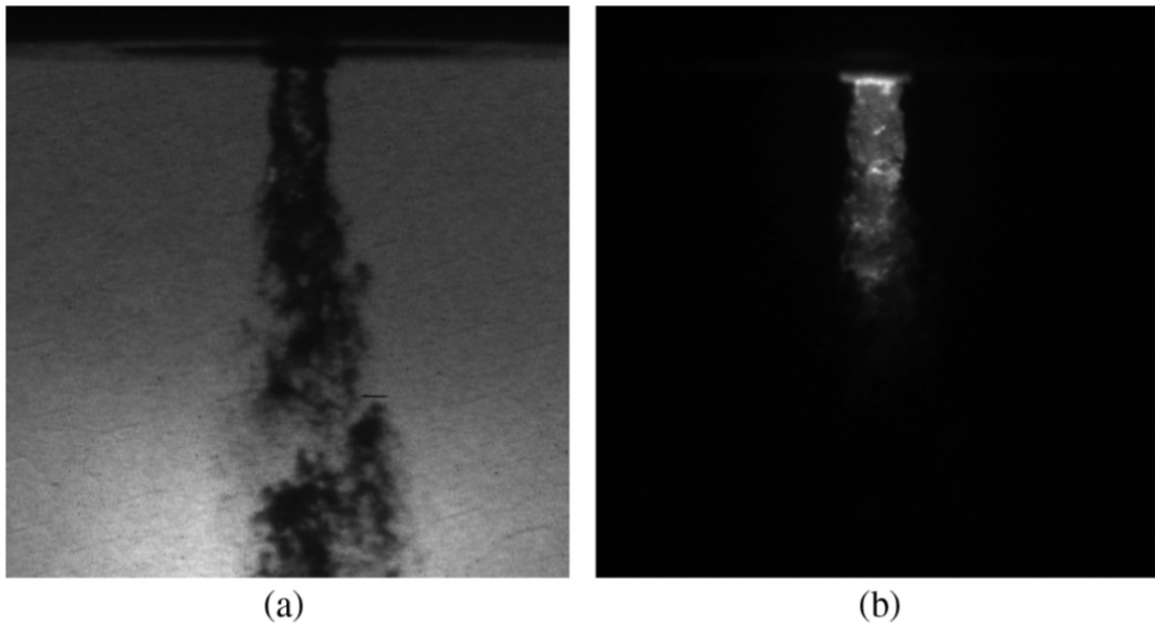


Figura 2.4: Exemplo de visualização de jato líquido com (a) *shadowgrafia* e (b) conectividade óptica (retirado de (Charalampous *et al.* , 2016))

elevada densidade de gotículas resultantes da atomização que circundam um jacto líquido, e que não permitia caracterizar adequadamente quaisquer estruturas fluídicas que permitisse estudar os mecanismo hidrodinâmicos do processo de atomização, como demonstra a comparação feita por Charalampous *et al.* (2016) na Figura 2.4. Enquanto que na imagem *shadowgráfica* não se distinguem os limites do jacto das gotas formadas, na imagem obtida por conectividade óptica, ilumina-se apenas o jacto, identificando com clareza o comprimento de ruptura do mesmo. Além dessa caracterís-

tica, outras úteis à caracterização morfológica do jacto líquido podem ser identificadas, como o comprimento de onda das instabilidades interfaciais e a linha média do jacto líquido (Charalampous *et al.* , 2016).

Apesar de Charalampous *et al.* (2009a) ter demonstrado a potencialidade da conectividade óptica quando se introduz um feixe laser no interior de uma estrutura fluídica, sugere-se que o fundamento da técnica esteja na interação *laser óptico-fluídica* entre a propagação do feixe, as curvaturas interfaciais hidrodinâmicas fluídicas e os modos de dispersão da luz, como a reflexão e a refração. Essa interação carece ainda de algum estudo mais fundamental, ao qual a presente dissertação pretende dar um contributo. No capítulo seguinte descreve-se a instalação experimental concebida para realizar estudos fundamentais da interação Laser Óptico-Fluídica (LOF) entre um feixe de luz laser e um jacto líquido disposto na vertical e na horizontal.

3 Instalação e Procedimento Experimental

Para o desenvolvimento da técnica Laser Óptico-Fluídica, os ensaios laboratoriais realizados têm como objectivo principal estudar a interacção entre um feixe de luz laser, que se propaga num jacto de líquido por reflexão interna total, e as estruturas fluídicas associadas à hidrodinâmica do próprio jacto, através dos modos de dispersão da luz (reflexão e refacção). Em particular, pretende-se avaliar o tipo de informação obtida quando os diâmetros do jacto e do feixe de luz ($d^* = d_j/d_b$) são da mesma ordem de grandeza ($d^* \approx 1$), ou de ordem superior ($d^* > 1$), mediante o efeito de d^* na reflexão interna do feixe. Assim, neste capítulo será descrita a instalação experimental com os diferentes equipamentos que a compõem. Por fim, descrevem-se, também, aspectos essenciais de aplicação da técnica ao escoamento em estudo.

3.1. Visão global da instalação e componentes principais

Os jactos de líquido mais simples, em termos de configuração, dispõem-se na vertical e horizontal, tendo sido relativamente bem estudados em termos das estruturas fluídicas (Borthakur *et al.*, 2019). Assim, tendo em vista a realização dos ensaios laboratoriais, foi concebida uma instalação que permite estudos em ambas as configurações, acomodando um feixe de luz laser no interior dos jactos livres de líquido injectados, seja na posição vertical, como na horizontal (Figuras 3.1 e 3.2).

Para a caracterização dos jactos injectados foram realizados ensaios preliminares com recurso à visualização por contraste do jacto usando uma fonte de luz em retro-iluminação. Esta configuração permite obter uma imagem de referência das estruturas fluídicas produzidas pela instalação laboratorial, de modo a comparar, posteriormente, com os resultados obtidos por LOF.

Para a formação dos jactos livres de líquido injectados na vertical e horizontal foi

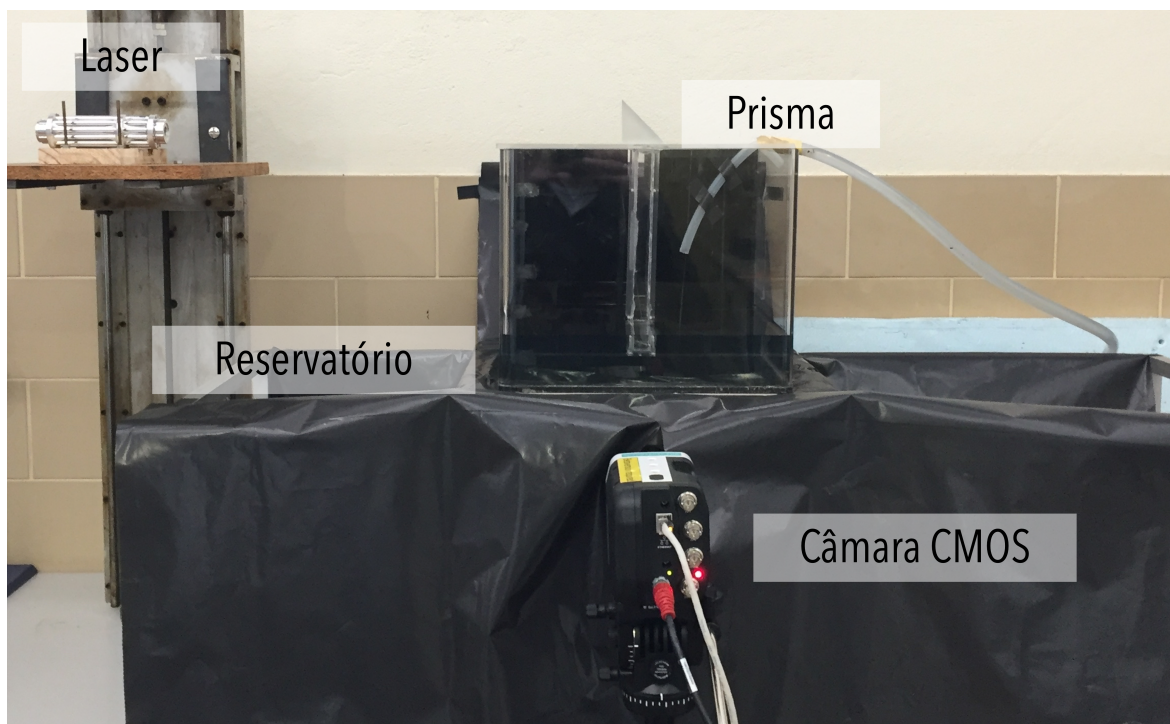


Figura 3.1: Instalação laboratorial para jacto livre de líquido injectado na vertical

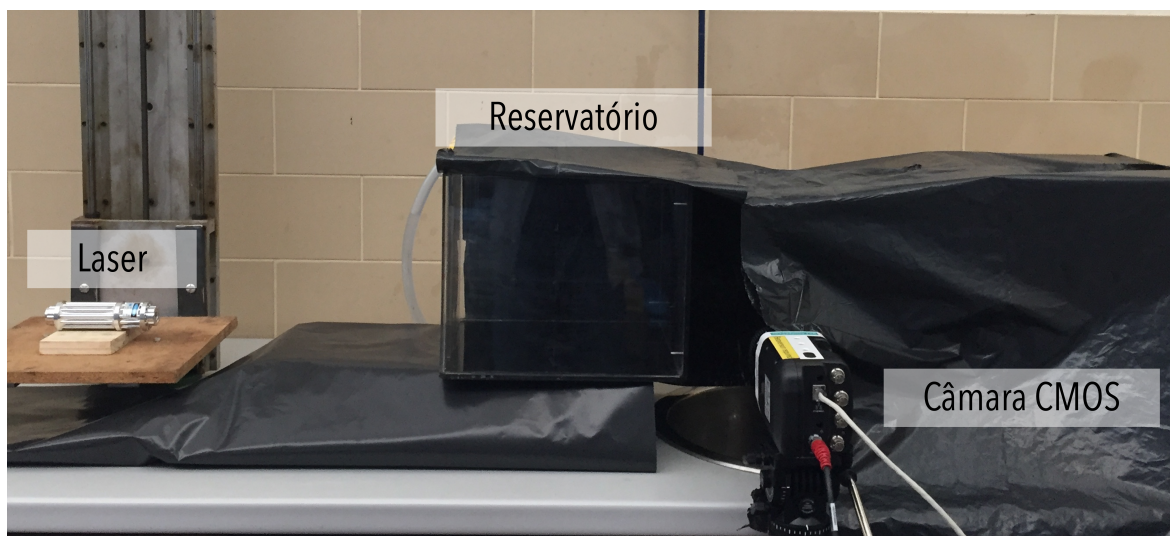


Figura 3.2: Instalação laboratorial para jacto livre de líquido injectado na horizontal

construído um reservatório em perspex com um furo de 2 mm numa das faces laterais a 10 mm da base, e um outro furo de 2 mm na base (Figura 3.3). Assim, por intermédio da acção do peso da água armazenada, geram-se jactos livres de líquido com um diâmetro de 2 mm. De modo a manter a velocidade do jacto constante à saída de cada furo, manteve-se o nível de água constante dentro do reservatório.

Aquando a concepção do reservatório, as superfícies deste, nas quais foram reali-

zados os furos, foram revestidas por uma camada de tinta preta de modo a torná-las opacas, e garantir que a luz visível no jacto de líquido durante os ensaios laboratoriais deve-se apenas à que se propaga internamente, e não por qualquer outra fonte de iluminação externa.



Figura 3.3: Reservatório

A fonte de luz exterior para realizar a visualização do jacto por retro-iluminação consiste num painel de luz LED alimentado por uma fonte de alimentação de 12 V (Figura 3.4).

O laser utilizado nas experiências da marca *KITLASER* possui uma potência de 3 W e um comprimento de onda de 450 nm, correspondente ao tom azul do espectro visível (Figura 3.5).

3.2. Técnica de diagnóstico Laser Óptico-Fluídico

Em relação à configuração usada na aplicação da técnica LOF existem considerações relevantes, referentes ao alinhamento do feixe de luz laser e a descrição do sistema de visualização.

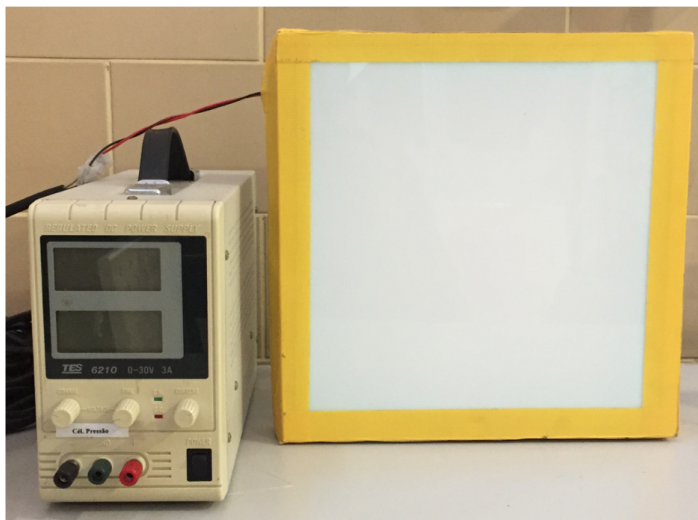


Figura 3.4: Fonte de luz exterior

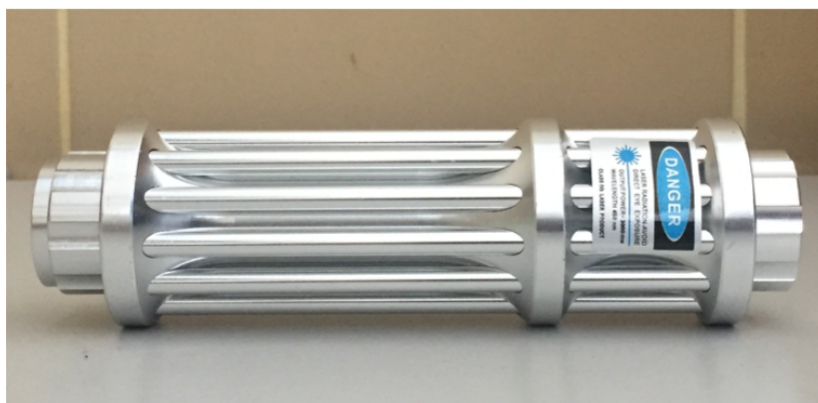


Figura 3.5: Fonte de luz laser com potência de 3000 mW

3.2.1. Alinhamento do feixe de luz laser com os jactos de líquido

O alinhamento do feixe de luz laser com o núcleo do jacto de líquido é um procedimento fulcral para o sucesso da aplicação da técnica. Em relação aos ensaios com os jactos de líquido na posição horizontal, basta alinhar o feixe de luz laser com o núcleo do jacto em altura e profundidade, maximizando a intensidade de luz transmitida. Qualquer redução dessa intensidade é indicativa de desalinhamento do feixe.

Para os ensaios em jactos de líquido verticais, a tarefa revela-se mais complexa. A fonte de luz laser encontra-se disposta no mesmo plano horizontal ao da base do reservatório. Para alinhar o feixe de luz laser com o eixo axissimétrico do jacto na posição vertical é necessário redireccionar este em 90°.

O redireccionamento do feixe de luz laser é feito com um prisma, por gerar menores

erros de alinhamento, aumentar a precisão e diminuir o tamanho da instalação, bem como a complexidade do sistema (Keating, 2002).

Seleccionou-se, então, um prisma de ângulo recto (Figura 3.6) para redireccionar a luz em 90° , conforme pretendido. O prisma em questão é constituído pelo material vidro N-BK7 da Edmund Optics[®], com capacidade para abranger um comprimento de onda na gama dos 350 - 2200 nm.

Para sustentar o prisma foi concebido e instalado, na parte superior do reservatório, um suporte ao qual está fixado um tubo oco aberto na extremidade superior em contacto com o prisma e selada na parte inferior. O tubo acrescentado ao suporte do prisma actua como guia para o feixe de luz, permitindo que este se propague ao longo de todo o comprimento da coluna de líquido sem interagir com o mesmo.

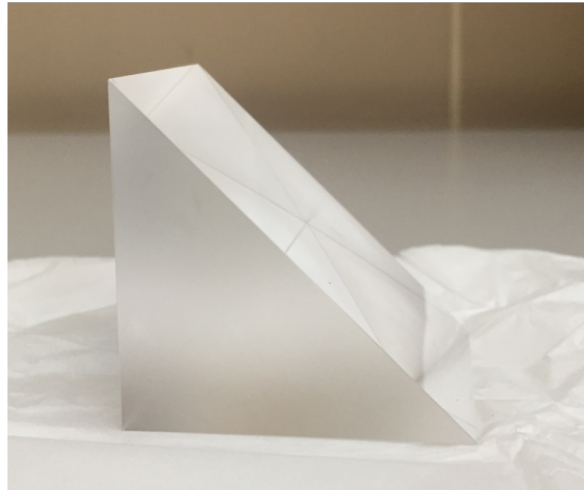


Figura 3.6: Prisma de ângulo recto

O controlo do diâmetro do feixe de luz laser para a realização de ensaios, cuja ordem de grandeza entre esse valor e o do jacto de líquido se fazem variar, tem por base a aplicação de um diafragma da marca Edmund Optics[®] (Figura 3.7).

O feixe de luz laser possui um diâmetro superior aos 2 mm de diâmetro dos jactos livres, de maneira que a implementação do diafragma na instalação laboratorial tem como objectivo principal reduzir o diâmetro do feixe de luz laser.

3.2.2. Sistema de visualização

A captação da interacção do laser com as estruturas fluídicas do jacto é feita com uma câmara de alta-velocidade Phantom M340 da Visio Research com um sensor



Figura 3.7: Diafragma

CMOS, a qual permite adquirir imagens com a resolução temporal e espacial desejada, possibilitando a captação das diversas estruturas fluídicas previstas para este tipo de escoamento (Figura 3.8).

O software *Phantom Camera Control* - PCC software - permite, aquando da aquisição de imagens, o ajuste da resolução, taxa de aquisição e tempo de exposição. Os ensaios realizados consideram diferentes conjugações dos parâmetros mencionados, sintetizados na Tabela 3.1.



Figura 3.8: Câmara com sensor CMOS

Tabela 3.1: Parâmetros para aquisição de imagens

Parâmetros		
Resolução [px×px]	Taxa de Aquisição [fps]	Tempo de Exposição [μs]
512x512	6000	50
		100
		150
768x768	4000	50
		100
		150
1024x1024	2700	50
		100
		200

4 Resultados e Discussão

O capítulo que se segue apresenta os resultados obtidos nos ensaios laboratoriais, assim como a sua análise. Conforme é referido na secção 1.1 e subsecções adjacentes a esta, a propagação da luz faz-se com diversos modos de dispersão aquando da sua interacção com uma interface entre meios distintos (Kerker, 2013). Esses modos correspondem a fenómenos de reflexão, refacção e difracção das ondas electromagnéticas.

Para realizar uma análise correcta dos resultados obtidos por Laser Óptico-Fluídica (LOF), é necessário proceder à caracterização do jacto livre de líquido injectado na vertical e horizontal obtida por visualização com retro-iluminação, de modo a identificar as diferentes zonas dos jactos relativamente a perturbações na sua superfície, servindo de referência para, posteriormente, relacionar com os resultados por LOF. A primeira parte deste capítulo dedica-se a esta análise.

Posteriormente, a análise incide sobre a relação entre os diâmetros do feixe e do jacto na aplicabilidade da técnica. Por fim, o facto da água utilizada ser a da rede, implica a presença de partículas microscópicas que naturalmente levam à dispersão de luz a partir do interior do jacto. Assim, a última secção de análise de resultados avalia o efeito da interacção do feixe de luz laser com essas partículas, bem como com as curvaturas das estruturas fluídicas formadas por mecanismos de deformação do jacto, de modo a compreender o tipo de informação fornecida pela técnica.

4.1. Análise dos ensaios de referência com o jacto retro-iluminado

Com base na informação referida na secção 1.2, sabe-se que a posição vertical ou horizontal do jacto de líquido possui diferentes características devido à influência da força gravítica (Borthakur *et al.*, 2019). O jacto livre de líquido injectado na vertical, sujeito apenas a perturbações simétricas, irá deformar menos do que o jacto

livre de líquido injectado na horizontal, pois, está sujeito a perturbações simétricas e assimétricas.

O desenvolvimento do jacto de líquido vertical e horizontal, pode-se dividir em três regiões com estruturas fluídicas distintas com base nas diferentes fases das perturbações ao longo do escoamento livre. A primeira região (i) é definida como sendo a região do fluxo para a qual as perturbações são de baixa amplitude, e a deformação do jacto ainda não é muito acentuada. A segunda região (ii) é delimitada pelo aumento de amplitude das perturbações e consequente ruptura, observando-se grandes deformações na superfície líquida do jacto e para a qual é perfeitamente visível a estrutura fluídica varicose, no caso do jacto injectado na vertical. Por último, a terceira região (iii) refere-se às gotas formadas pelo mecanismo de desintegração de Rayleigh.

Na Figura 4.1 apresenta-se as diferentes secções para as diferentes posições de injeção do jacto retro-iluminado.

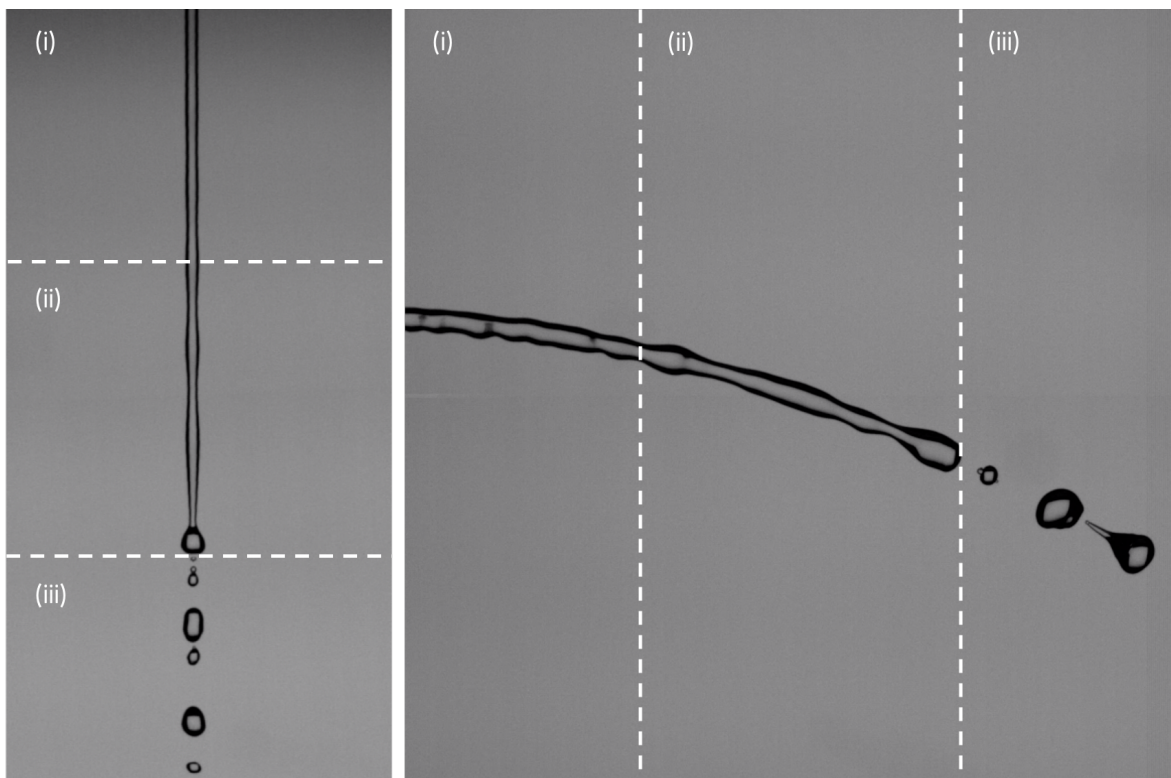


Figura 4.1: Jacto vertical e horizontal retro-iluminado - 4000 fps, 150 μs

4.2. Análise da influência dos parâmetros de captação de imagem nos resultados obtidos

A aquisição de imagens teve por base a conjugação de diferentes resoluções temporais e espaciais (Tabela 3.1), de modo a tornar possível a observação das diversas estruturas fluídicas.

A resolução e taxa de aquisição, encontram-se relacionadas na medida em que uma taxa de aquisição superior implica uma resolução inferior, sendo que maiores taxas de aquisição permitem a obtenção de um maior número de imagens para o mesmo intervalo de tempo.

O tempo de exposição, traduz-se no tempo que a câmera demora a adquirir uma imagem. Maiores tempos de exposição levam a que o obturador demore mais tempo

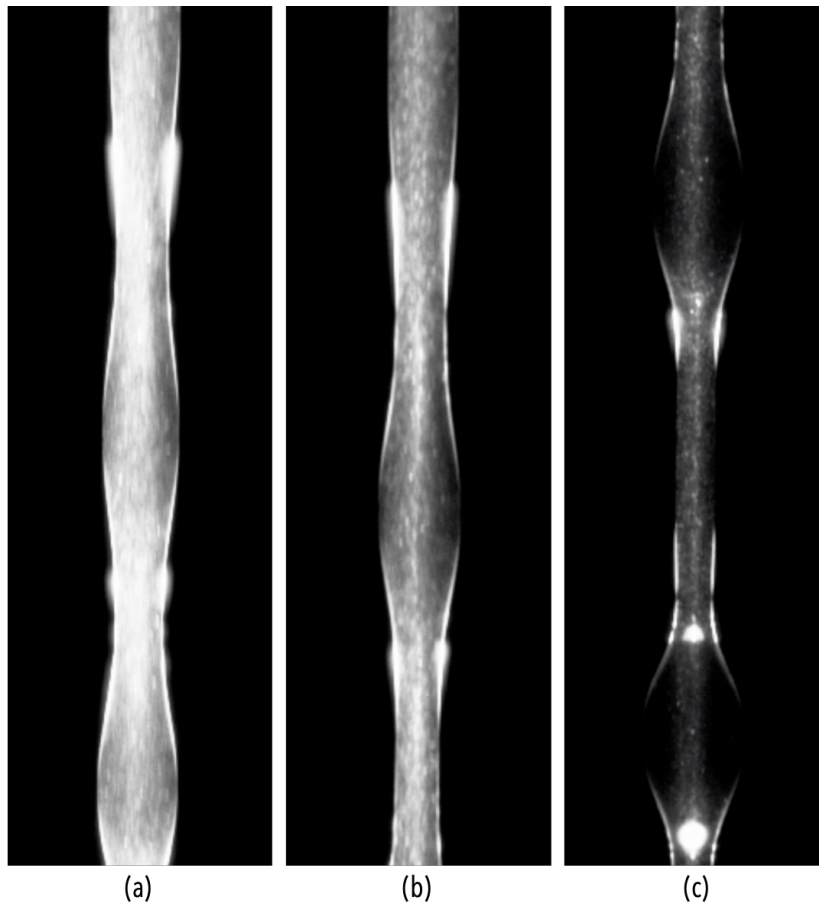


Figura 4.2: Região (ii) do jacto vertical LOF - 6000 fps, (a) $150 \mu s$, (b) $100 \mu s$, (c) $50 \mu s$

entre funções, permitindo a luz incidir sobre o sensor CMOS por períodos de tempo

mais prolongados.

Como resultado do aumento do tempo de exposição, a intensidade de luz dispersa captada pela câmera irá ser superior, sendo que um único ponto de dispersão de luz irá dar origem a um traço.

Para caracterização de mecanismos hídricos no interior do jacto, poderá ser mais vantajoso a aplicação de um menor tempo de exposição, já para a análise de estruturas fluídicas ao nível da superfície líquida, poderá ser do nosso interesse o estudo de imagens obtidas para tempos de exposição superior, sendo que os traços daí resultantes podem descrever aspectos fluídicos dos jactos, como as curvaturas interfaciais hidrodinâmicas fluídicas. A Figura 4.2 serve como meio de comparação, tratando-se de imagens obtidas para a região (ii) de jactos de líquido verticais, onde a amplitude das deformações é superior, a uma taxa de aquisição de 6000 fps.

4.3. Análise do efeito da razão entre os diâmetros do feixe de luz laser e do jacto

Dado que a variação de intensidade do feixe de luz ao longo do seu trajecto de propagação pelo jacto é superior para os jactos livres de líquido horizontais, a presente análise centrar-se-á nesta mesma classe de jactos.

De modo a compreender melhor o efeito da razão entre os diâmetros do feixe de luz laser (d_b) e do jacto de líquido (d_j), expõe-se as Figuras 4.3 e 4.4 que representam a iluminação do jacto de líquido por um feixe de luz laser de diâmetro superior ($d_b/d_j > 1$) e inferior a este ($d_b/d_j < 1$), respectivamente. Para a obtenção destas imagens foram mantidos os parâmetros de aquisição de imagem entre as duas condições e variou-se apenas o diâmetro do feixe de luz laser com recurso ao diafragma.

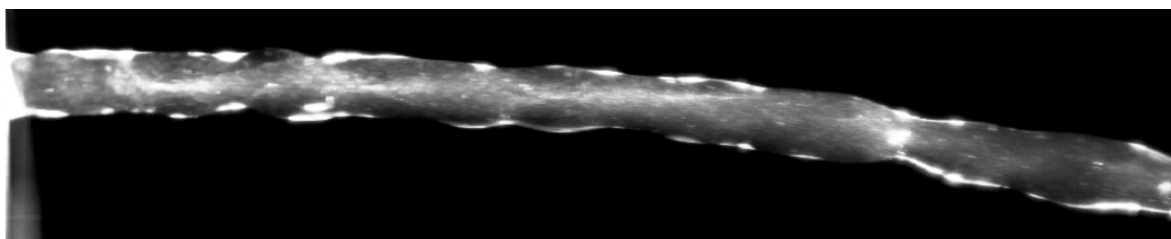


Figura 4.3: Região (ii) do jacto horizontal ($d_b/d_j > 1$) - 2700 fps, 200 μs

É perfeitamente visível, como intensidade luminosa, a propagação do feixe de luz

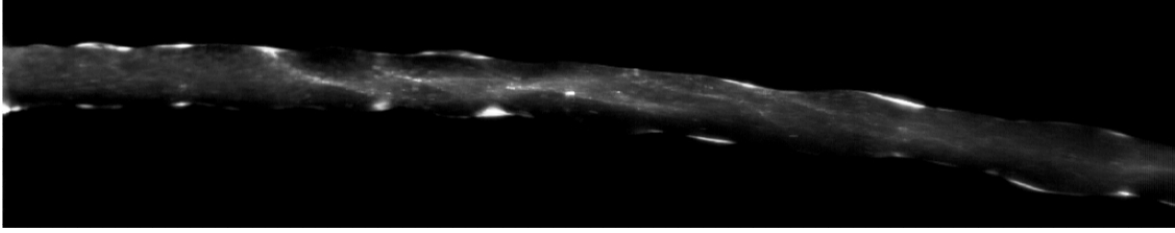


Figura 4.4: Região (ii) do jacto horizontal ($d_b/d_j < 1$) - 2700 fps, 200 μs

laser no interior do jacto de líquido para as duas situações. No entanto, também é evidente que a intensidade luminosa quando o diâmetro do feixe é superior ao do jacto (Figura 4.3) é maior do que na situação inversa (Figura 4.4), principalmente ao nível da interface entre a superfície líquida e o ar circundante.

O facto de a intensidade luminosa ser superior na situação ($d_b/d_j > 1$) representada na Figura 4.3 deve-se ao perfil gaussiano de intensidade do feixe de luz laser (Figura 1.5). Assim, a intensidade de luz é superior no centro do feixe de luz ($r = 0$) e vai diminuindo à medida que se aproxima da periferia ($r = d_b/2$) (Doan *et al.*, 2013).

Ao fazer incidir sobre o jacto de líquido um feixe de luz laser de diâmetro inferior, a intensidade luminosa irá estar localizada, maioritariamente, na região central do jacto, de modo que a intensidade que interage com a interface é mínima, como se procura ilustrar na Figura 4.5(a). Ao optar-se por um feixe de luz laser de diâmetro superior, ir-se-á obter uma elevada intensidade luminosa em todo o diâmetro do jacto, inclusivamente na interface, Figura 4.5(b).

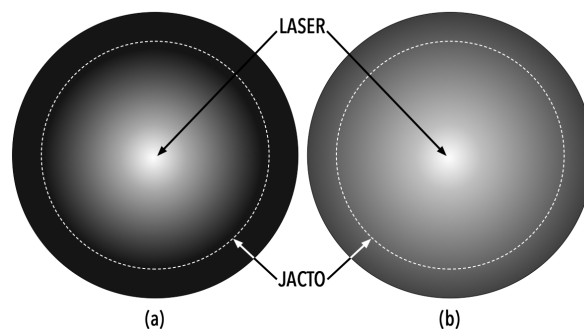


Figura 4.5: Distribuição radial da intensidade luminosa para (a) ($d_b/d_j < 1$) e (b) ($d_b/d_j > 1$)

Definiu-se que os ensaios realizados iriam ter por base a aplicação de um feixe de luz laser de diâmetro superior ao diâmetro do jacto de líquido ($d_b/d_j > 1$), uma vez que as

interacções do feixe de luz com a superfície líquida são de grande interesse para o estudo fundamental da técnica e estas são mais evidentes quando a intensidade luminosa na interface é superior.

4.4. Análise da intensidade do feixe de luz laser ao longo do jacto

Quando se introduz um feixe de luz laser no interior do jacto, se houver micro-partículas presentes, essas irão reflectir a luz, e espera-se, também, alguma refacção quando o feixe interage com as interfaces das estruturas fluídicas por onde se propaga. Esse resultado é ilustrado na Figura 4.6, para o caso dos jactos verticais, e na Figura 4.7, para o caso dos jactos horizontais. O facto da dispersão de luz ocorrer em todas as direcções (ver Figura 1.3) é a razão pela qual a câmara de alta-velocidade consegue visualizar o jacto.

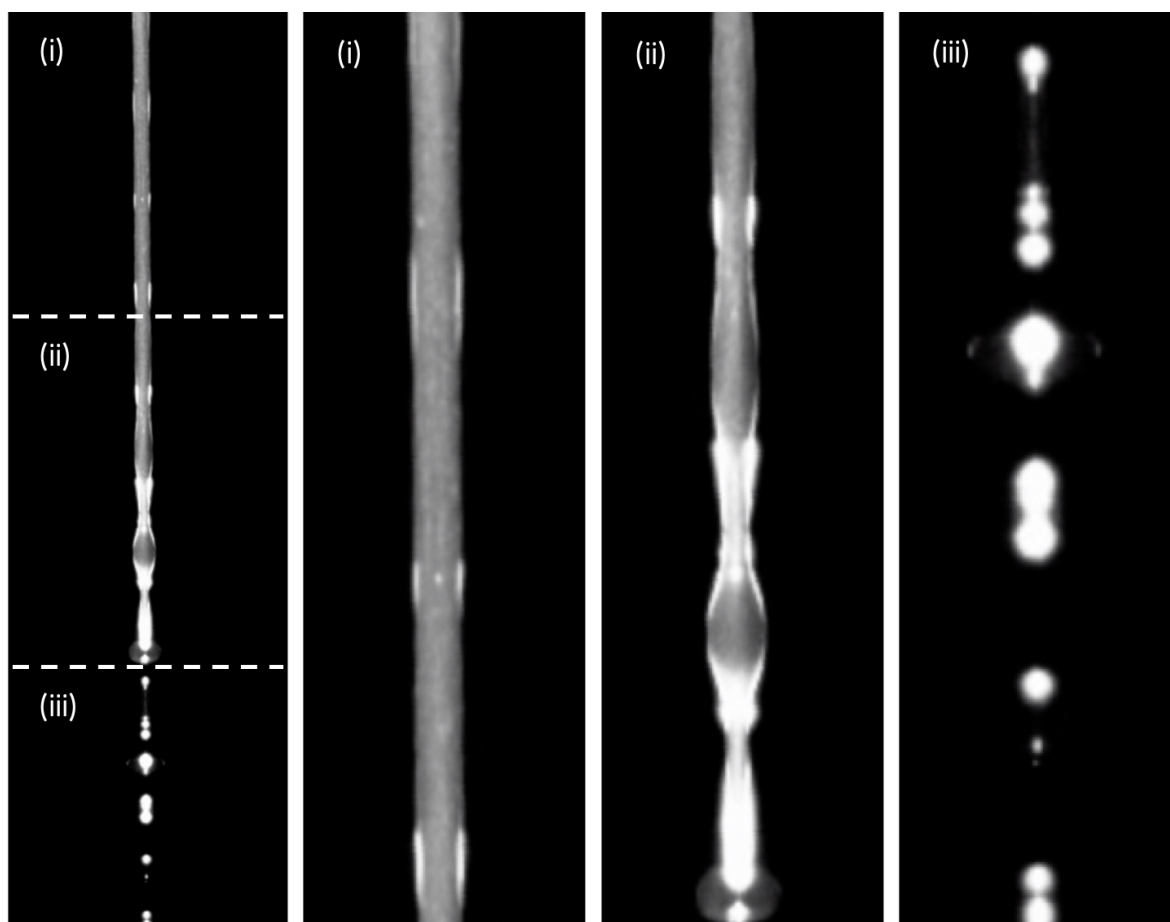


Figura 4.6: Jacto vertical LOF - 4000 fps, 150 μs

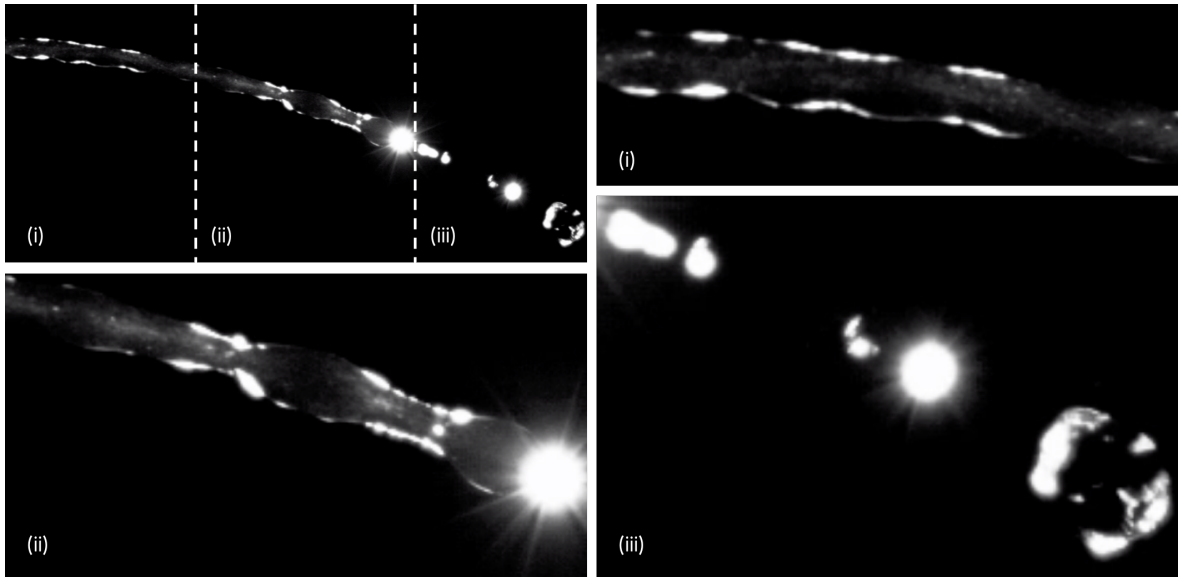


Figura 4.7: Jacto horizontal LOF - 4000 fps, 150 μs

Na região (i), a intensidade de luz dispersa captada pela câmara é relativamente uniforme, excepto traços brilhantes (*glare traces*) em zonas onde a propagação do feixe interage com a curvatura do jacto. O esquema ilustrado na Figura 4.8 procura traduzir a interpretação do resultado obtido. O ligeiro estiramento do jacto que se traduz pela redução do seu diâmetro leva a que os raios do feixe que se propagam na periferia do jacto possam reflectir internamente e refractar para o exterior. Porém, quando refractam para o exterior, pelo facto do ângulo ser maior, pode ocorrer reflexão exterior devido à não-linearidade.

Na região (ii), observa-se o aumento das irregularidades na intensidade de luz dispersa captada pela câmara. O estiramento do jacto passa a ser mais acentuado devido ao aumento de amplitude das deformações e, conseqüentemente, o número de raios do feixe a reflectir internamente e a refractar para o exterior é inevitavelmente superior. Conforme é ilustrado na Figura 4.9, a deformação de maior amplitude face à deformação existente na região (i), leva a que raios que refractam para o exterior possam vir a reflectir na interface, agora exterior, e, posteriormente, possam originar refracções de 2^a ordem para o interior do jacto. Deste modo, a dimensão dos traços brilhantes (*glare traces*) aumenta e dá origem a maiores percepções de brilho.

Devido ao aumento da amplitude das deformações, torna-se visível a estrutura fluídica de varicose, mais evidente em jactos verticais do que em jactos horizontais, devido às perturbações simétricas darem lugar a deformações assimétricas por acção

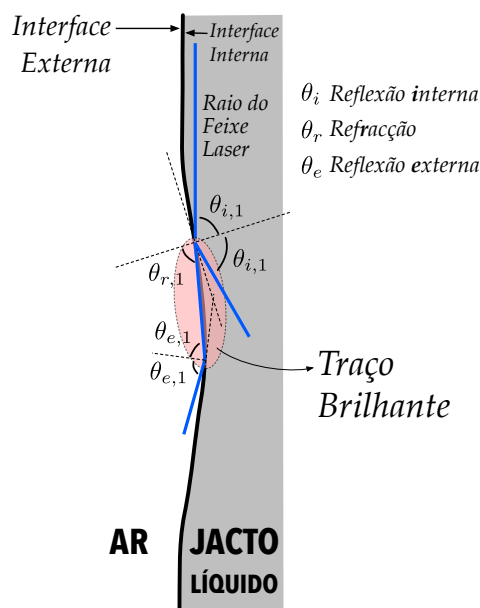


Figura 4.8: Interpretação óptica subjacente ao traço brilhante de luz aquando do estiramento do jacto

da força da gravidade (Borthakur *et al.*, 2019). Analisando a Figura 4.2(c), é também possível constatar que as deformações de varicose, comportam-se como uma lente ao colimar o feixe de luz laser, dando origem a um feixe de luz de diâmetro inferior ao do jacto ($d_b/d_j < 1$) para as secções após a deformação, obtendo-se, então, uma menor intensidade de luz dispersa ao nível da superfície para estas secções.

Na região (iii), os traços de brilho que até agora eram captados pela câmara, dão lugar a pontos de brilho (*glare points*). O esquema ilustrado na Figura 4.10 pretende explicar a presença dos pontos de brilho nos resultados obtidos, tendo por base a análise da dispersão de luz em gotas de líquido realizada por Glantschnig & Chen (1981). De acordo com a instabilidade de Rayleigh-Plateau (Plateau, 1873), o crescente aumento da amplitude das deformações, resulta na desintegração do jacto em ligamentos e, conseqüentemente, fragmentação dos ligamentos em gotas. O elevado confinamento do jacto na secção que antecede a ruptura, ou desintegração, leva a que a intensidade de luz captada seja superior, devido à sobreposição das sucessivas reflexões e refrações dos raios do feixe de luz laser integrantes do jacto ao momento. Porém, a desintegração do jacto dita o fim da condição necessária ao princípio da conectividade óptica,

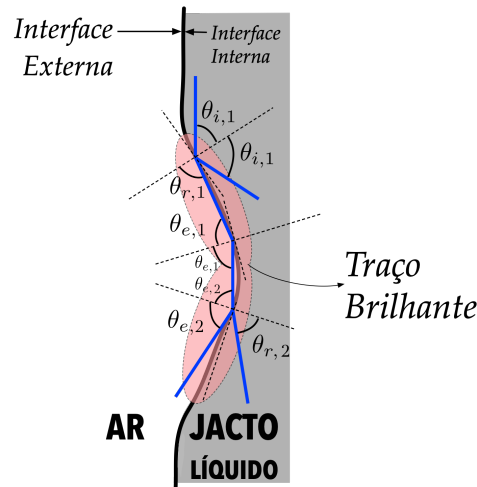


Figura 4.9: Interpretação óptica subjacente ao aumento do traço brilhante de luz aquando do aumento do estiramento do jacto

de modo que a intensidade de luz dispersa visível nas gotas se deva a reflexões na interface exterior destas, de raios do feixe que refractam do jacto contínuo aquando a desintegração, que consoante o ângulo de incidência, podem refractar para o interior dando origem à sobreposição de reflexões internas e refrações para o exterior. É a sobreposição da luz reflectida e refractada, característica de estruturas fluídas como as gotas de líquido, que torna visível os pontos de brilho captados pela câmara, sendo que, para gotas de maior dimensão, estes pontos de brilho (*glare points*) são apenas visíveis na região onde os raios do feixe reflectem e refractam.

Analisando as Figuras 4.6 e 4.7, é notório que a intensidade do feixe de luz ao longo do jacto, é superior em jactos verticais, estando este fenómeno relacionado com as menores perturbações relativamente aos jactos de líquido verticais (Borthakur *et al.*, 2019), e com a direcção de propagação da luz e do escoamento do jacto. Sabe-se que, nos jactos verticais, a direcção do escoamento é linear e nos horizontais é parabólica, logo, sendo a luz uma onda electromagnética, a direcção de propagação desta também será linear, a não ser que ocorra reflexão ou refração numa interface. Deste modo, o feixe de luz laser, desde que devidamente alinhado com o eixo axissimétrico do jacto à

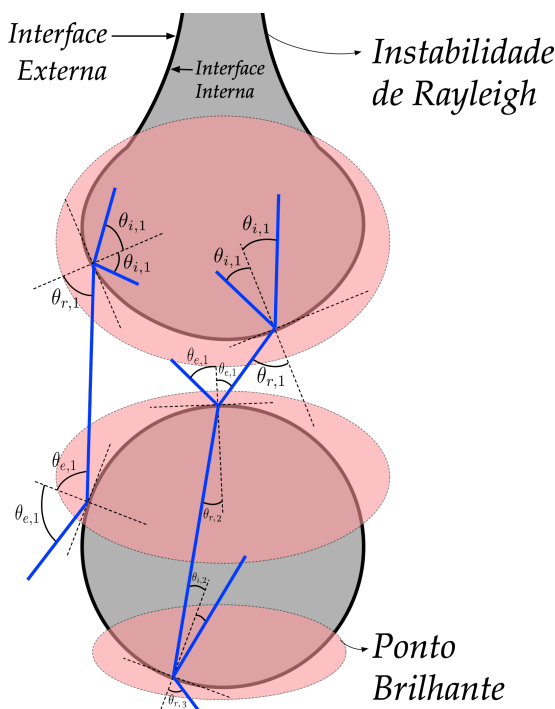


Figura 4.10: Interpretação óptica subjacente aos pontos de brilho aquando a ruptura do jacto

saída, irá propagar-se continuamente ao longo do jacto de líquido vertical, exceptuando as fracções de luz que refractam para o exterior, enquanto que, para o caso de um jacto de líquido na horizontal, o feixe de luz laser apenas se propaga pelo jacto caso reflecta internamente ao incidir sobre a interface líquido-gás. Assim, a intensidade de luz dispersa captada, relaciona-se também com a orientação do jacto de líquido, conforme já havia sido referido anteriormente, na medida em que a intensidade do feixe de luz laser se propaga no interior do jacto, variando de maneira mais acentuada ao longo do jacto horizontal do que no vertical.

4.5. Análise do efeito da reflexão interna total no jacto de líquido

Atendendo a que um jacto de líquido vertical tem uma direcção de propagação linear, a análise do efeito da reflexão interna total (Beckers *et al.* , 2017) é mais relevante quando aplicada a jactos horizontais onde esse efeito é mais evidente.

Com base na observação da Figura 4.11 é de notar as sucessivas reflexões do feixe de luz na interface líquido-gás levando a que esse se propague ao longo do jacto.

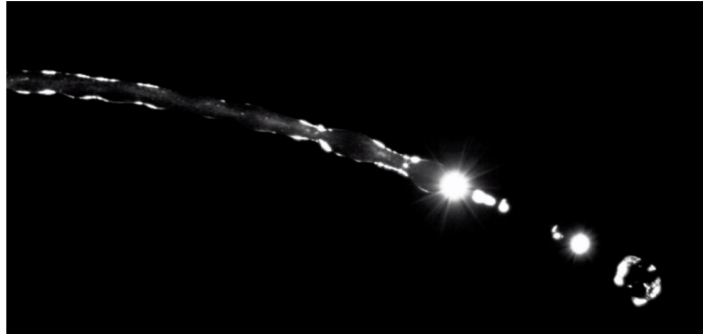


Figura 4.11: Jacto horizontal LOF - 4000 fps, 150 μs

A primeira reflexão interna é denominada por reflexão de 1^a ordem (Glantschnig & Chen, 1981) e, de acordo com a Lei de Snell (Eq. 1.13) e os índices de refração os para os diferentes meios (Tabela 1.1), o ângulo de incidência do feixe que lhe deu origem, θ_1 , é igual a 77° . Por sua vez, a reflexão de 1^a ordem dará origem a outras reflexões de ordem superior, θ_i (Figura 4.12).

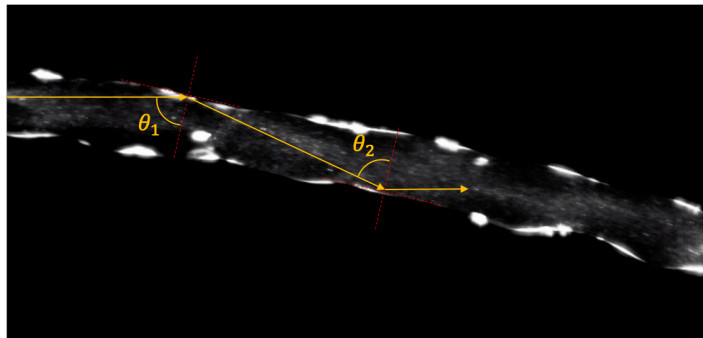


Figura 4.12: Diagrama da RIT na região (i) do jacto horizontal LOF - 4000 fps, 150 μs

Na secção 1.3 é referido o valor do ângulo crítico, θ_c , quando uma onda electro-magnética incide numa interface água-ar, sendo este igual a 49° . Assim, para um valor do ângulo de incidência igual a 77° , como é o caso do ângulo de incidência que deu origem à reflexão de 1^a ordem no jacto horizontal, diz-se estar perante uma situação de reflexão interna total (RIT) (Beckers *et al.*, 2017).

Contudo, embora se possa observar a RIT no trajecto que o feixe de luz faz no interior do jacto de água, este não é um fenómeno de propagação luminosa que se perpetue ao longo de todo o escoamento do jacto sempre que o feixe de luz incide sobre a interface líquido-gás. Uma vez que também se observam regiões da superfície líquida como intensidade luminosa, conclui-se que existem fracções do feixe de luz que,

incidindo sobre a interface líquido-gás com um ângulo inferior ao ângulo crítico, levam à dispersão de luz para o meio exterior ao jacto por refacção.

4.6. Significado prático dos resultados obtidos

Em termos práticos, os traços de brilho (*glare traces*) e os pontos de brilho (*glare points*) permitem uma clara identificação das diferentes perturbações na superfície dos jactos, tendo como resultado prático a caracterização das curvaturas interfaciais hidrodinâmicas fluídicas nas suas diferentes fases, permitindo uma análise bidimensional das suas características. As secções nas quais ocorre o estiramento do jacto e a, conseqüente, desintegração e fragmentação são manifestamente visíveis como intensidade luminosa superior devido aos diferentes modos de dispersão de luz dos raios do feixe com a interface, podendo ter interesse prático na caracterização de estruturas tridimensionais. O facto de ser uma técnica não-intrusiva, tem, também, potencial para a análise de fluidos estruturados, como os nanofluidos dopados de nano-partículas, sendo que estas irão dispersar luz do mesmo modo que as partículas naturalmente presentes no fluído injectado nos ensaios realizados para o corrente estudo. Mediante a análise da dispersão de luz das partículas no interior do jacto e tendo em conta a taxa de aquisição a que são captadas as imagens, é também exequível o estudo cinemático dos jactos.

5 Notas conclusivas e trabalho futuro

Na presente dissertação, foi realizado o estudo da interacção de um feixe de luz laser no interior de estruturas fluídicas, com base na interpretação da intensidade de luz dispersa captada por uma câmara equipada com um sensor CMOS. As alterações da intensidade de luz dispersa observada nas imagens para certas regiões do jacto, incitaram o estudo em detalhe dos modos de dispersão de luz e das curvaturas interfaciais hidrodinâmicas fluídicas nestas, com vista à obtenção de conclusões.

De maneira geral, observou-se a congruência entre o aumento das deformações na estrutura fluídica e as alterações da intensidade de luz dispersa, sendo esta superior nas regiões onde as curvaturas interfaciais são mais acentuadas, ao ponto da deformação de varicose ser perfeitamente identificável.

Para além de se ter observado a reflexão interna total, que é de resto o princípio fundamental à propagação do feixe de luz laser ao longo do jacto, identificaram-se como modos de dispersão de luz, fenómenos de reflexão interna, reflexão externa e refacção, que nos torna claramente identificável a estrutura fluídica como traços de brilho (*glare traces*).

Para curvaturas interfaciais menos evidentes, identificou-se a existência de refacções de raios do feixe de luz que, posteriormente, devido ao ângulo superior que é formado com a normal, pode vir a dar origem a reflexões externas.

Já para curvaturas interfaciais mais acentuadas, observa-se a existência de refacções para o exterior, que podem vir a dar origem a reflexões externas, e a refacções para o interior. O aumento do ângulo formado com a normal aquando a refacção de 1^a ordem e a elevada curvatura interfacial, levam a que em simultâneo com a reflexão externa de 2^a ordem, possa ocorrer refacção de raios do feixe, novamente, para o interior, dando assim origem a traços de brilho superiores.

Foram também identificados pontos de brilho (*glare points*) na análise das imagens obtidas. Atribuiu-se a existência destes pontos à sobreposição de sucessivas reflexões e

refracções, fenómeno característico da dispersão de luz em gotas de líquido, quer na região de desintegração do jacto, onde as reflexões internas e refrações para o exterior ocorrem em elevado número, quer nas gotas resultantes da fragmentação, devido a fenómenos de reflexão externa de raios do feixe que refractam do jacto contínuo e, posteriormente, podem refractar para o interior da gota dando origem a um elevado número de reflexões internas e refrações de ordem superior.

A estrutura fluídica é então possível de ser definida com base na intensidade de luz dispersa captada pela câmara. Os traços de brilho podem dar informação relativamente às curvaturas interfaciais hidrodinâmicas fluídicas, e os pontos de brilho podem permitir a identificação da zona de desintegração do jacto e evolução da sua fragmentação.

Como sugestão para trabalho futuro, propõe-se a continuação do estudo realizado até agora, com vista à modelação da interacção do feixe com as curvaturas interfaciais, bem como, a aplicação a outras estruturas fluídicas como o impacto de gotas e jactos em escoamentos cruzados.

Referências

- Albrecht, H-E, Damaschke, Nils, Borys, Michael, & Tropea, Cameron. 2013. *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Springer Science & Business Media.
- Bandres, Miguel A, & Gutiérrez-Vega, Julio C. 2004. Ince–Gaussian beams. *Optics letters*, **29**(2), 144–146.
- Beckers, M, Weise, B, Kalapis, S, Gries, T, Seide, G, & Bunge, C.-A. 2017. *Polymer Optical Fibres*. Woodhead Publishing.
- Borthakur, Manash Pratim, Biswas, Gautam, Bandyopadhyay, Dipankar, & Sahu, Kirti Chandra. 2019. Dynamics of an arched liquid jet under the influence of gravity. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, **74**, 1–9.
- Charalampous, G, Hardalupas, Y, & KP Taylor, AM. 2009a. Novel technique for measurements of continuous liquid jet core in an atomizer. *AIAA journal*, **47**(11), 2605–2615.
- Charalampous, Georgios, Hardalupas, Yannis, & Taylor, Alex. 2009b. Structure of the continuous liquid jet core during coaxial air-blast atomisation. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, **1**(4), 389–415.
- Charalampous, Georgios, Hadjiyiannis, Constantinos, & Hardalupas, Yannis. 2016. Comparative measurement of the breakup length of liquid jets in airblast atomisers using optical connectivity, electrical connectivity and shadowgraphy. *Measurement*, **89**, 288–299.
- Chehroudi, Behrouz, Chen, Shih-Hsiung, Bracco, Frediano V, & Onuma, Yoshiaki. 1985. On the intact core of full-cone sprays. *SAE transactions*, 764–773.

- Colladon, Daniel. 1842. On the reflections of a ray of light inside a parabolic liquid stream. *Comptes Rendus*, **15**, 800–802.
- Cox, AJ, DeWeerd, Alan J, & Linden, Jennifer. 2002. An experiment to measure Mie and Rayleigh total scattering cross sections. *American Journal of Physics*, **70**(6), 620–625.
- Doan, Hong Duc, Naoki, Iwatani, & Kazuyoshi, Fushinobu. 2013. Laser processing by using fluidic laser beam shaper. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **64**, 263–268.
- Glantschnig, Werner J, & Chen, Sow-Hsin. 1981. Light scattering from water droplets in the geometrical optics approximation. *Applied Optics*, **20**(14), 2499–2509.
- Hiroyasu, H. 1982. The breakup of high speed jet in a high pressure gaseous atmosphere. *Pages 69–74 of: Proceedings of the International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- Keating, Michael P. 2002. *Geometric, Physical, and Visual Optics*. Elsevier.
- Kerker, Milton. 2013. *The scattering of light and other electromagnetic radiation: physical chemistry: a series of monographs*. Vol. 16. Academic press.
- Lockwood, David J. 2016. Rayleigh and Mie Scattering. *Pages 1097–1107 of: Encyclopedia of Color Science and Technology*. Springer.
- Mie, Gustav. 1908. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der physik*, **330**(3), 377–445.
- Palik, Edward D. 1997. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Vol. 5. Academic Press.
- Plateau, Joseph. 1873. Experimental and theoretical statics of liquids subject to molecular forces only. *Gauthier-Villars, Paris*.
- Rayleigh, Lord. 1892. XVI. On the instability of a cylinder of viscous liquid under capillary force. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, **34**(207), 145–154.

Settles, GS. 2001. *Schlieren and shadowgraph techniques - Visualizing phenomena in transparent media*. Springer.

Twersky, Victor. 1964. Rayleigh scattering. *Applied Optics*, **3**(10), 1150–1162.

Tyndall, John. 1854. On some phenomena connected with the motion of liquids. *Proceedings of the Royal Institution of Great Britain*, **1**, 446–448.

Yule, Andrew J, & Salters, DG. 1994. A conductivity probe technique for investigating the breakup of diesel sprays. *Atomization and Sprays*, **4**(1).