



**HAL**  
open science

# Cavitation dans un micro-canal modèle d'injecteur diesel : méthodes de visualisation et influence de l'état de surface

Cyril Mauger

► **To cite this version:**

Cyril Mauger. Cavitation dans un micro-canal modèle d'injecteur diesel : méthodes de visualisation et influence de l'état de surface. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2012. Français. NNT : 2012ECDL0010 . tel-00747628

**HAL Id: tel-00747628**

**<https://theses.hal.science/tel-00747628>**

Submitted on 31 Oct 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de l'Université de Lyon  
délivrée par l'École Centrale de Lyon  
Spécialité : Mécanique des Fluides

soutenue publiquement le 30 mai 2012  
par  
M. Cyril MAUGER

préparée au Laboratoire de Mécanique de Fluides et d'Acoustique

# Cavitation dans un micro-canal modèle d'injecteur diesel : méthodes de visualisation et influence de l'état de surface

École Doctorale de Mécanique, Énergétique, Génie civil, Acoustique

---

Composition du jury :

M. Jean-Bernard BLAISOT	<i>Rapporteur</i>
M. Olivier COUTIER DELGOSHA	<i>Examineur</i>
M. Patrick GASTALDI	<i>Examineur</i>
M. Yannis HARDALUPAS	<i>Examineur</i>
M. Michel LANCE	<i>Directeur de thèse</i>
M. Fabrice LEMOINE	<i>Rapporteur</i>
M. Loïc MÉÈS	<i>Encadrant</i>
M. Stéphane VALETTE	<i>Encadrant</i>



# Résumé

Ce travail de thèse repose sur l'élaboration et l'exploitation d'un banc expérimental dédié à l'étude d'un écoulement cavitant dans un micro-canal, pour des conditions proches de celles de l'injection diesel. Ce banc a été développé dans le but de faire varier différents paramètres, notamment l'état de surface des parois du canal. Plusieurs méthodes optiques (imagerie en transmission, strioscopie et interférométrie) ont été mises en place afin de visualiser l'écoulement et d'en extraire des informations quantitatives. Les images en transmission permettent de visualiser la formation de vapeur dans le canal. Elles sont sensibles au gradient de masse volumique et font ainsi apparaître des couches de cisaillement, des structures turbulentes et des ondes de pression. Leur interprétation est rendue délicate par cette richesse en information et nécessite de recourir aux autres techniques optiques.

Il ressort de ce travail que la cavitation se forme dans la couche de cisaillement, sous l'effet combiné de la dépression engendrée par le décollement à l'entrée du canal et de tourbillons générés par des instabilités dans la couche de cisaillement. La confrontation des résultats obtenus à l'aide des différentes techniques optiques, notamment les champs de pression reconstruits à partir des interférogrammes, montre que la zone de formation de la cavitation ne correspond pas à la zone de minimum de pression moyenne de l'écoulement.

Il apparaît aussi que certaines bulles de vapeur ont une durée de vie bien supérieure à ce que prévoient les modèles de dynamique de bulles. On suspecte que des fluctuations de pression de l'ordre de 20 bar, associées à la turbulence, contribuent à la prolongation de ces temps de vie.

Un algorithme de PIV, appliqué à des couples d'images en transmission, permet de montrer une augmentation importante des fluctuations de vitesse en sortie de canal lorsque les poches de vapeur se développent. Cette augmentation devient plus significative quand les poches atteignent 60% de la longueur du canal.

L'écoulement cavitant est essentiellement piloté par le nombre de cavitation  $K$ . Les conditions d'apparition et de développement de la cavitation ont été quantifiées dans différents canaux, en faisant varier des paramètres géométriques, la pression amont ou la température. L'influence de la hauteur du canal et du rayon de courbure à l'entrée de l'orifice est conforme aux données de la littérature. Une dépendance du nombre de cavitation critique  $K_{crit}$  à l'apparition de la cavitation au nombre de Reynolds  $Re$  est montrée. Enfin, l'influence de l'état de surface des parois a fait l'objet d'une étude spécifique. Cette partie du travail demande probablement à être complétée mais l'état de surface semble avoir une influence sur la cavitation. D'après les cas étudiés au cours de cette thèse, une surface rugueuse ou texturée avec des motifs suffisamment espacés peut retarder l'apparition de la cavitation et une rugosité limitée (jusqu'à  $R_a = 0,7 \mu\text{m}$  ici) peut favoriser le développement des poches de vapeur.

**Mots-clefs** — Cavitation, Micro-canal, Diesel, Imagerie en transmission, Strioscopie, Interférométrie, PIV, État de surface, Texturation laser, Laser femtoseconde.



# Abstract

This PhD study is based on the design and use of an experimental set-up dedicated to the study of a cavitating flow in a micro-channel in conditions close to Diesel injection. The experimental set-up has been designed so that different parameters may vary, in particular channel wall roughness. Several optical systems (backlit imaging, Schlieren imaging and interferometry) have been developed in order to visualize the flow and get quantitative data. Backlit images make it possible to visualize vapor formation in the channel. They are sensitive to density gradients and therefore show shear layers, turbulent structures as well as pressure waves. Since they are rich in information, it is tricky to interpret them and the use of other optical methods is required.

This study shows that cavitation appears in the shear layer due to the combined effect of the depression induced by flow detachment at the channel inlet and vortexes caused by instabilities in the shear layer. The comparison of the results obtained from the different optical systems – in particular the pressure fields rebuilt from interferograms – indicates that cavitation does not appear where flow pressure is the lowest in average.

It is noticed that some vapor bubbles have a life expectancy much higher than predicted by bubble dynamics models. It is thought that pressure variations of about 20 bar, associated to turbulence, may play a role in this phenomenon.

A PIV algorithm applied to couples of backlit images shows that velocity fluctuations largely increase at the channel outlet when vapor cavities develop. The increase gets more significant when cavities are 60 % the channel length.

The cavitating flow is mainly dependent on the cavitation number  $K$ . The conditions of cavitation inception and development have been quantified in different channels, and geometrical parameters, upstream pressure or temperature have varied. The influence of channel height and radius inlet on cavitation is in line with the literature. At cavitation inception, it is shown that the critical cavitation number  $K_{crit}$  is dependent on Reynolds number  $Re$ . Finally, the influence of wall roughness has been the subject of a specific study. Although it would need to be further investigated, roughness seems to have an influence on cavitation. The samples used during this PhD work suggest that roughness or patterns sufficiently spaced out may delay cavitation inception, and limited roughness (up to  $R_a = 0.7 \mu\text{m}$  here) may enhance vapor cavity development.

**Key-words** — Cavitation, Micro-channel, Diesel, Backlit imaging, Shadowgraph imaging, Schlieren imaging, Interferometry, PIV, Roughness, Laser micro-machining, Femtosecond laser.



# Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé grâce à la collaboration entre le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) et le Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS). Je tiens à remercier les personnes qui m'ont, de près ou de loin, permis de mener ce travail en essayant, autant que possible, de n'oublier personne.

Je tiens tout d'abord à remercier Michel Lance de m'avoir accueilli au sein du LMFA et Denis Mazuyer de m'avoir donné accès aux matériels du LTDS.

Je remercie Jean-Bernard Blaisot et Fabrice Lemoine d'avoir rapporté avec autant d'attention ce manuscrit. Un grand merci aussi à Olivier Coutier Delgosha d'avoir présidé mon jury de thèse ainsi qu'à Patrick Gastaldi pour sa participation. I would like to thank Yannis Hardalupas for examining my work and coming to the defense. Je remercie aussi Michel Lance pour sa contribution lors des répétitions de soutenance ainsi que pour ses précieux conseils et les moments échangés lors de la préparation des TD.

Je remercie tout particulièrement Loïc Mèès qui a encadré ce travail pendant trois ans avec une très grande disponibilité. Ses compétences expérimentales et scientifiques m'ont beaucoup appris. J'ai énormément apprécié notre collaboration et nos discussions scientifiques (et celles qui l'étaient un peu moins). Merci aussi pour tous ces bons moments passés en dehors du cadre de la thèse.

Merci à Stéphane Valette pour avoir co-encadré mon travail et pour son aide sur les états de surface. Merci aussi à Marc Michard pour ses discussions toujours intéressantes, ses conseils de tout ordre et ses remarques pertinentes.

Je tiens aussi à remercier Mikhael Gorokhovski qui m'a toujours poussé vers la recherche et qui, suite à une rencontre fortuite un soir, m'a permis de démarrer cette thèse.

Merci aussi à David Bruneel et à la société Impulsion pour leur aide sur les aspects texturation de surface.

Je tiens aussi à remercier Gérard Meille pour sa disponibilité et pour son aide dans l'utilisation du matériel du LTDS.

Merci à Alexandre Azouzi et à l'atelier pour leur aide dans la conception du canal expérimental.

Merci au club Microfiche (Aurore, Loïc, Philippe, Faouzi, Rémi, Michaël, Wouter, Andrew, Antoine, Aurélien...) pour leur bonne humeur et toutes ces discussions autour d'un café. Merci Faouzi pour tes super barbecues !

Je remercie aussi l'UFR de mécanique de Lyon 1 pour leur accueil chaleureux lors de mon année d'ATER. Un merci tout particulier à Delphine et à Claude pour les bons moments passés dans leur bureau, leurs nombreux conseils et leur bonne humeur.

Afin, un immense merci à Adeline qui m'a supporté et soutenu pendant ces trois ans de thèse. Son méticuleux travail de relecture a été d'une aide précieuse.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>État de l'art</b>	<b>21</b>
1.1	Formation d'un spray . . . . .	21
1.2	Régimes de rupture . . . . .	22
1.2.1	Classification d'Ohnesorge . . . . .	22
1.2.2	Courbe de stabilité du jet . . . . .	24
1.3	Atomisations primaire et secondaire . . . . .	26
1.3.1	Atomisation primaire . . . . .	27
1.3.2	Atomisation secondaire . . . . .	28
1.4	Influence de la cavitation sur la formation du spray . . . . .	29
1.4.1	Description du phénomène de cavitation . . . . .	29
1.4.2	La cavitation dans l'injecteur . . . . .	31
1.4.2.1	Critères de cavitation . . . . .	34
1.4.2.2	Régimes de cavitation . . . . .	39
1.4.3	Influence sur la formation du spray . . . . .	41
1.4.4	Paramètres influençant la cavitation . . . . .	44
1.5	Texturation d'une surface . . . . .	49
1.5.1	États de surface . . . . .	49
1.5.1.1	Généralités sur la rugosité . . . . .	49
1.5.1.2	Profil de rugosité . . . . .	50
1.5.2	Micro-usinage par laser femtoseconde . . . . .	51
1.5.3	Résultat de l'interaction laser/matière en régime femtoseconde . . . . .	52
1.5.3.1	Exemples de modifications surfaciques d'un échantillon . . . . .	52
1.5.3.2	Ablation de matière en régime femtoseconde . . . . .	54
<b>2</b>	<b>Conception du banc expérimental et présentation des méthodes de visualisation</b>	<b>59</b>
2.1	Réalisation du circuit hydraulique . . . . .	60
2.2	Conception du canal expérimental . . . . .	62
2.3	Présentation des différents canaux . . . . .	63
2.3.1	Canaux à hauteur variable . . . . .	64
2.3.2	Canaux lisses et rugueux . . . . .	65
2.3.3	Canaux à rugosité contrôlée . . . . .	65
2.3.4	Moyens de caractérisation géométrique et surfacique . . . . .	69
2.4	Instrumentation optique pour la visualisation de l'écoulement . . . . .	72
2.4.1	Montage d'imagerie en transmission . . . . .	72
2.4.2	Montage d'imagerie par strioscopie . . . . .	76
2.4.3	Montage d'imagerie interférométrique . . . . .	78

<b>3</b>	<b>Visualisation de l'écoulement cavitant et comportement hydraulique</b>	<b>83</b>
3.1	Visualisation de l'écoulement dans le canal de 400 $\mu\text{m}$ . . . . .	84
3.1.1	Écoulement monophasique . . . . .	86
3.1.2	Apparition de la cavitation et son développement . . . . .	92
3.1.3	Débit bloqué . . . . .	96
3.2	Comportement hydraulique . . . . .	97
3.2.1	Blocage de débit . . . . .	97
3.2.2	Comportement hydraulique oscillant . . . . .	101
<b>4</b>	<b>Méthodes avancées de visualisation</b>	<b>107</b>
4.1	Assombrissement du gradient d'indice de réfraction à l'entrée du canal . . . . .	107
4.2	Champ de masse volumique . . . . .	112
4.2.1	Traitement des visualisations – extraction des franges . . . . .	112
4.2.2	Sens de variation des interférogrammes . . . . .	116
4.2.2.1	Strioscopie – couteau vertical . . . . .	117
4.2.2.2	Strioscopie – couteau horizontal . . . . .	117
4.2.3	Reconstruction des interférogrammes . . . . .	120
4.3	Des tourbillons dans la couche de cisaillement . . . . .	121
4.4	Dynamique des lâchers de bulles de cavitation . . . . .	127
4.4.1	Lâchers de bulles et effondrement . . . . .	127
4.4.2	Formation de cavitation à la suite d'une onde de pression . . . . .	130
4.5	Détermination du champ de vitesse des structures turbulentes . . . . .	131
<b>5</b>	<b>Influence de différents paramètres physiques et géométriques sur la cavitation</b>	<b>143</b>
5.1	Influence de la pression amont . . . . .	144
5.2	Influence de la température . . . . .	146
5.3	Influence de la hauteur du canal . . . . .	149
5.4	Influence de l'état de surface . . . . .	151
<b>A</b>	<b>Géométrie des différents canaux</b>	<b>161</b>
<b>B</b>	<b>Caractérisation surfacique des différents canaux</b>	<b>169</b>
<b>C</b>	<b>Tableau récapitulatif des dimensions et des états de surface des canaux</b>	<b>177</b>
<b>D</b>	<b>Algorithme de calcul de longueur et de hauteur de poches</b>	<b>179</b>
D.1	Préparation des images . . . . .	179
D.2	Mesure longueurs poches/hauteur . . . . .	180
<b>E</b>	<b>Exemples de séries d'images</b>	<b>185</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>197</b>





# Nomenclature

## Lettres latines

$a$	[m]	: hauteur de la tache lumineuse
$A_0$	[m <sup>2</sup> ]	: section de l'orifice (canal)
$A_c$	[m <sup>2</sup> ]	: section contractée de l'écoulement
$c$	[m.s <sup>-1</sup> ]	: vitesse du son
$CA$	[°]	: angle de contact
$d$	[m]	: diamètre de l'orifice
$D$	[m]	: diamètre de la goutte
$D_j$	[m]	: diamètre du jet
$D_H$	[m]	: diamètre hydraulique
$E$	[J]	: énergie déposée sur la surface par le laser
$f$	[m]	: focale de lentille
$F$	[J.cm <sup>-2</sup> ]	: fluence moyenne du faisceau laser
$F_{max}$	[J.cm <sup>-2</sup> ]	: fluence maximale au centre du faisceau
$h$	[m]	: hauteur du canal plan
$I$		: distribution d'intensité lumineuse
$\Delta I$		: différence d'intensité lumineuse observée par rapport à l'intensité non perturbée
$k$		: constante de la relation de Lorentz-Lorenz
$l$	[m]	: longueur de l'orifice
$l_c$	[m]	: profondeur du canal
$l_o$	[m]	: distance séparant le plan objet et le milieu observé
$l_{rainure}$	[m]	: longueur usinée
$L$	[m]	: longueur de la colonne liquide intacte
$L_a$	[µm]	: taux d'ablation par tir d'un matériau
$L_{BU}$	[m]	: longueur de rupture du jet
$L_{cav}$	[m]	: longueur de la cavité

## Lettres latines

$\dot{m}$	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]	: débit massique
$p_{amont}$	[Pa]	: pression en amont du canal
$p_{aval}$	[Pa]	: pression en aval du canal
$p_v$	[Pa]	: pression de vapeur saturante
$p_\infty$	[Pa]	: pression à l'infini
$Q_v$	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]	: débit volumique
$r$	[m]	: rayon de courbure à l'entrée de l'orifice
$r_{spot}$	[m]	: rayon de l'impact laser
$R$	[m]	: rayon de la bulle
$R_a$	[μm]	: écart moyen arithmétique d'un profil de rugosité
$R_c$	[μm]	: creux maximal observé sur un profil de rugosité
$R_p$	[μm]	: pic maximal observé sur un profil de rugosité
$R_t$	[μm]	: rugosité totale
$t$	[s]	: temps
$t_R$	[s]	: temps de Rayleigh
$T$	[K]	: température du fluide
$U$	[m.s <sup>-1</sup> ]	: vitesse du fluide
$U_c$	[m.s <sup>-1</sup> ]	: vitesse du fluide au niveau de la <i>vena contracta</i>
$V$	[μm.s <sup>-1</sup> ]	: vitesse de translation de l'échantillon usiné
$V_{moy}$	[m.s <sup>-1</sup> ]	: vitesse moyenne de l'écoulement
$w_0$	[m]	: <i>waist</i> du faisceau laser

## Lettres grecques

$\lambda$	[m]	: longueur d'onde du laser
$\lambda_{friction}$	[ ]	: coefficient de friction
$\mu$	[Pa.s]	: viscosité dynamique
$\nu$	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]	: viscosité cinématique
$\phi$	[°]	: angle d'entrée de l'orifice
$\rho$	[kg.m <sup>-3</sup> ]	: masse volumique
$\varsigma$	[N.m <sup>-1</sup> ]	: tension superficielle
$\theta_{spray}$	[°]	: angle du spray

## Exposant

$k$  : exposant polytropique

## Nombres sans dimension

$C_C$	: coefficient de contraction
$C_D$	: coefficient de décharge
$C_V$	: coefficient de vitesse
$K_B$	: nombre de cavitation proposé par <b>Bergwerk</b>
$K_N$	: nombre de cavitation proposé par <b>Hall et Nurick</b>
$L_{cav^*}$	: longueur normalisée de la cavité
$\sigma$	: nombre de cavitation standard
$\sigma_C$	: nombre de cavitation proposé par <b>Hiroyasu et al.</b>
$\sigma_{Sou}$	: nombre de cavitation proposé par <b>Sou et al.</b>
$Oh$	: nombre d'Ohnesorge
$Re$	: nombre de Reynolds
$We$	: nombre de Weber



---

# Introduction générale

Il y a plus d'un siècle, l'ingénieur allemand **Rudolf Diesel** invente le moteur diesel, moteur à combustion interne à allumage spontané. Si le moteur est prévu pour fonctionner au charbon pulvérisé, le fioul, moins coûteux et plus facilement atomisable, s'impose vite comme combustible.

Depuis son invention, le moteur diesel n'a eu de cesse d'être amélioré, devenant au fil des ans de plus en plus performant. Présenté à l'exposition universelle de Paris de 1900, le premier moteur diesel commercialisé d'une cylindrée de 1960 cm<sup>3</sup> développe une puissance de 14,7 kW. Malgré son système d'injection par pompe à air, ce moteur a un rendement déjà intéressant : une CSE<sup>1</sup> de 335 g.kWh<sup>-1</sup>. À titre de comparaison, les poids lourds les plus récents ont une CSE comprise entre 200 et 250 g.kWh<sup>-1</sup>. En 1924, **Lucien-Eugène Inchauspé**, ingénieur français, remplace le système d'injection de **Diesel** par une pompe à injection de son invention. Cette amélioration permet pour la première fois de monter un moteur diesel sur un camion. La mise en production par **Robert Bosch** entraîne un développement rapide de ces moteurs. Des modifications sont apportées sur le dessin de la chambre à combustion et sur les renforts de pièces afin d'augmenter les vitesses de rotation, conduisant à un moteur diesel rapide et performant. Les premières automobiles de tourisme à moteur diesel voient le jour avec la 206D de Mercedes en 1936, puis la Peugeot 402 en 1938. Mercedes et Peugeot deviendront les leaders mondiaux en matière d'automobile diesel à la fin des années 1950, même si la motorisation essence reste alors majoritaire.

Les raisons du succès du moteur diesel dans l'automobile, au-delà d'avantages fiscaux qui relèvent de choix politiques et non techniques, tiennent essentiellement à son rendement de l'ordre de 40% contre 30% pour le moteur à essence.

L'essor des voitures à moteur diesel est favorisé par la crise pétrolière de 1973.

Depuis 1978, la technologie du turbo-compresseur permet d'obtenir des moteurs diesel pouvant concurrencer les moteurs à essence qui étaient intrinsèquement plus puissants.

Néanmoins, la combustion du gazole dans un moteur diesel génère de nombreux résidus découlant des réactions chimiques complexes de la combustion. La formation des résidus dépend entre autres du carburant utilisé, de la température de fonctionnement du moteur, de la conception de la chambre de combustion et du système d'injection.

La réduction des polluants peut s'effectuer par des systèmes de dépollution tels que les catalyseurs et les filtres à particules mais aussi par l'optimisation du système d'injection.

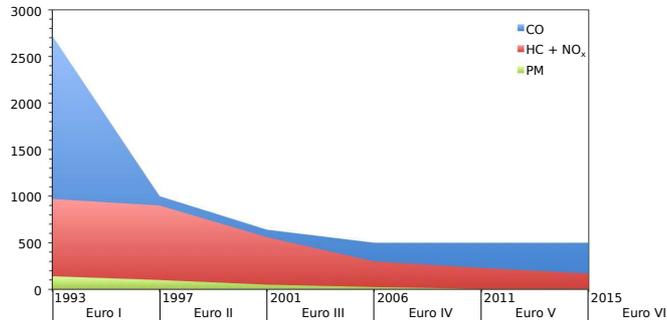
---

1. consommation spécifique.

---

---

Depuis 1990, le taux de rejet de gaz d'échappement dans l'atmosphère est réglementé par la normalisation européenne (normes Euro) qui sera encore plus drastique dans les années à venir.



**FIGURE 1** – Évolution des normes Euro. CO : monoxyde de carbone. HC : hydrocarbure. NO<sub>x</sub> : oxyde d'azote. PM : particules.

Les voitures de demain se doivent d'être plus performantes et plus respectueuses de l'environnement. La réduction des émissions de polluants est devenue une nécessité pour les constructeurs automobiles. Des améliorations notables ont déjà été apportées avec l'introduction de nouvelles technologies comme les filtres à particules, la régulation électronique ou l'injection directe à rampe commune (*common rail*).

Concernant le système d'injection, les améliorations reposent notamment sur une meilleure compréhension et une plus grande maîtrise des mécanismes de combustion dans les moteurs internes.

L'atomisation de la nappe liquide de carburant a une influence significative sur l'évaporation du spray, sur le mélange air/carburant et donc sur la combustion. Ainsi, l'atomisation joue un rôle important dans la réduction des NO<sub>x</sub> et dans l'émission des particules. Il s'agit toutefois d'un mécanisme difficile à maîtriser du fait de la complexité de l'écoulement interne dans l'injecteur et de l'environnement dans lequel elle se produit.

Durant les dernières décennies, l'augmentation de la pression d'injection et la diminution du diamètre des orifices des injecteurs ont permis une amélioration notable de la qualité des sprays Diesel. Néanmoins, ces deux évolutions semblent aujourd'hui atteindre leurs limites avec des pressions supérieures à 2000 bar et des diamètres d'orifice inférieurs à 100 µm. Les progrès futurs semblent donc devoir reposer sur le franchissement d'un saut technologique ou d'un changement de stratégie. Dans les deux cas, une meilleure connaissance des mécanismes mis en jeu lors de l'injection est nécessaire.





---

# Chapitre 1

## État de l'art

La qualité de la combustion dans le cylindre d'un moteur est directement liée à la formation du spray de carburant et à la manière dont ce dernier se mélange avec l'air. L'injection est une étape cruciale du cycle moteur faisant intervenir des phénomènes complexes et inter-connectés.

L'injection d'un volume de carburant dans le cylindre est réalisée au moyen d'un injecteur. La géométrie des injecteurs affecte les caractéristiques du spray et le comportement de l'atomisation, ce qui est décisif pour les performances du moteur et pour la formation des polluants.

L'injection du carburant dans le cylindre s'effectue de manière pulsée. Au cours de l'injection, l'écoulement dans l'injecteur est initialement laminaire puis turbulent pour finalement redevenir laminaire. La turbulence déstabilise la nappe liquide en sortie. Cette déstabilisation se manifeste par une déformation du système liquide qui se rompt sous l'effet des forces aérodynamiques en gouttes et en ligaments qui, à leur tour, se déforment et se fragmentent en gouttes plus fines. Dans l'injecteur, l'établissement du régime de turbulence dans l'orifice dépend du rapport longueur sur diamètre de ce dernier. Il est donc tentant de penser qu'en maximisant ce rapport, le phénomène de rupture de la nappe liquide s'amplifierait. Cependant, l'orifice de l'injecteur est le siège d'un autre phénomène, mis en évidence dès la fin des années 50 par **Bergwerk [1]** : « la cavitation ».

### 1.1 Formation d'un spray

Le processus de transformation d'un jet liquide en gouttes est la problématique de nombreux domaines industriels (agriculture, pharmacie, aéronautique, automobile...). Toutefois, les propriétés du spray recherchées ne sont pas les mêmes d'un domaine à l'autre. Certains privilégieront l'obtention d'un long jet sans rupture (turbine Pelton par exemple). D'autres, comme l'injection automobile, préféreront la désintégration maximale du jet en fines gouttes afin d'optimiser l'évaporation du mélange air/carburant dans un souci d'efficacité et de respect de l'environnement. C'est pourquoi les équipementiers automobiles améliorent sans cesse leurs techniques d'injection de carburant. Ces améliorations nécessitent une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu lors de l'injection.

---

L'étude des sprays n'est pas l'objet de ce travail. Toutefois, étant donné l'implication du phénomène de cavitation sur la formation des sprays Diesel, il ne semble pas inutile de rappeler quelques notions générales.

## 1.2 Régimes de rupture

A l'heure actuelle, aucune théorie avancée n'a encore pu rendre compte du phénomène de rupture de jet de manière satisfaisante. Ce vide théorique s'explique notamment par le grand nombre de variables qui influencent le comportement du jet et qui interagissent entre elles de manière complexe. Beaucoup d'études (**Birouk et Lekic [2]**) montrent que les caractéristiques du jet et de sa rupture sont gouvernées par l'état et la nature de l'écoulement en sortie d'orifice (turbulence, profil de vitesse...), les effets aérodynamiques ainsi que les propriétés du liquide et du gaz.

Différents régimes de rupture de jet sont identifiés dans la littérature. Ces régimes peuvent être présentés selon des classifications. Les plus courantes sont :

- la classification d'Ohnesorge,
- la courbe de stabilité du jet.

### 1.2.1 Classification d'Ohnesorge

La classification initiée par **Ohnesorge** en 1936 puis complétée par d'autres distingue quatre régimes de rupture. Ces quatre régimes sont présentés sur la Figure 1.1 en fonction du nombre d'Ohnesorge  $Oh$  et du nombre de Reynolds  $Re$ .

Le nombre de Reynolds  $Re$  est un nombre adimensionnel qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses d'un écoulement. Il est défini par :

$$Re = \frac{\rho U d}{\mu} = \frac{U d}{\nu} \quad (1.1)$$

où  $d$  est la dimension caractéristique du système concerné,  $U$  la vitesse moyenne de l'écoulement et  $\rho$ ,  $\mu$  et  $\nu$  respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique et la viscosité cinématique du fluide.

Le nombre d'Ohnesorge  $Oh$  est utilisé pour caractériser la déformation des bulles et des gouttes dans un milieu. Il correspond au rapport entre les forces visqueuses d'une part et la tension superficielle et les forces d'inertie d'autre part. Il est défini par :

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \zeta d}} \quad (1.2)$$

où, ici encore,  $d$  est la dimension caractéristique du système concerné,  $\mu$ ,  $\rho$  et  $\zeta$  respectivement la viscosité dynamique, la masse volumique et la tension superficielle du fluide.

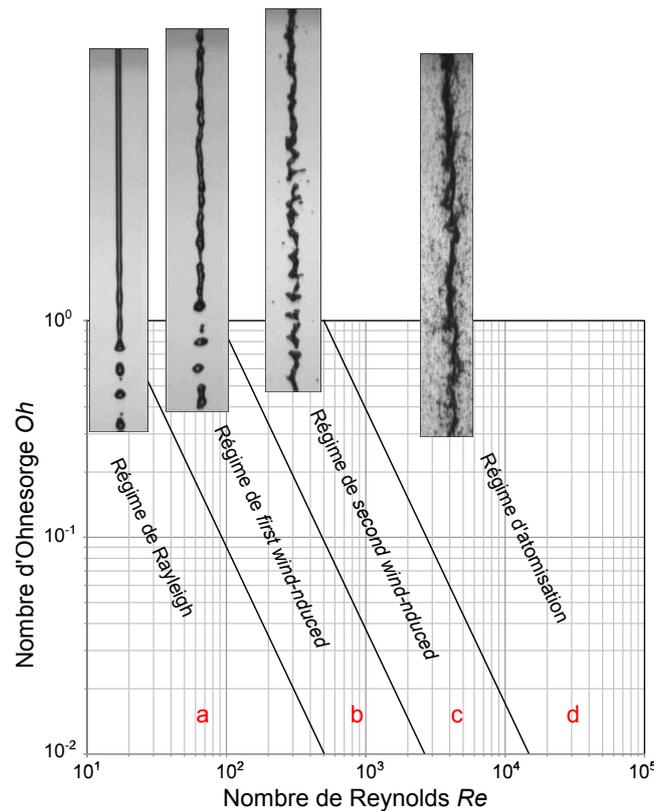


FIGURE 1.1 – Différents régimes de rupture dépendant du nombre de Reynolds  $Re$  et du nombre d'Ohnesorge  $Oh$ . (Images **Leroux [3]**).

Ces deux nombres permettent de définir quatre régimes :

- a - Le régime de Rayleigh est caractérisé par des basses vitesses de jet, une faible perturbation de la surface du jet et des effets aérodynamiques négligeables. Les perturbations, induites par les forces de tension de surface, sont la cause majeure de la rupture. Le diamètre  $D$  des gouttes formées est plus grand que le diamètre du jet  $D_j$  et peut atteindre  $D = 1,89D_j$ , comme le prévoit **Rayleigh [4]**.
- b - Le régime de *first wind-induced* apparaît pour des vitesses de jet plus grandes. Le jet montre une apparence ondulée. Ces perturbations, amplifiées par les forces aérodynamiques, désintègrent le jet en gouttes d'un diamètre équivalent à celui du jet :  $D \approx D_j$ .
- c - Durant le régime de *second wind-induced*, les interactions entre le liquide et le milieu ambiant deviennent très significatives. Les irrégularités de surface causées par les effets aérodynamiques perturbent plus le jet qu'en régime de *first wind-induced*. La rupture du jet se produit à une distance de seulement quelques diamètres de jet de l'orifice. Cette rupture produit des gouttes de diamètre inférieur au diamètre du jet :  $D < D_j$ .
- d - L'atomisation est caractérisée par de très grandes vitesses. Le jet se désintègre très près de l'orifice de sortie et des gouttes de diamètre très inférieur au diamètre du jet sont produites :  $D \ll D_j$ .

La classification d'Ohnesorge associe ces régimes au nombre de Weber  $We$  (voir Table 1.1). Ce nombre adimensionnel représente le rapport entre les forces d'inertie et la tension de surface :

$$We = \frac{\rho d U^2}{\varsigma} \quad (1.3)$$

On remarque que :

$$We = (ReOh)^2 \quad (1.4)$$

Le nombre de Weber  $We$  peut être représentatif du milieu liquide  $We_L$  (avec  $\rho = \rho_L$ ) ou du milieu gazeux  $We_G$  (avec  $\rho = \rho_G$ ).

**TABLE 1.1** – Classification d'Ohnesorge en fonction du nombre de Weber  $We$ .

Régime de rupture	Nombre de Weber
Régime de Rayleigh	$We_L < 0,4$ $We_G > 8,0$
Régime de <i>first wind-induced</i>	$0,4 < We_G < 13,0$
Régime de <i>second wind-induced</i>	$13,0 < We_G < 40,3$
Régime d'atomisation	$We_G > 40,3$

Dans leurs systèmes d'injection Diesel, les industries automobiles s'intéressent surtout au quatrième régime, celui de l'atomisation, avec  $We_G > 40,3$ .

La classification d'Ohnesorge permet de distinguer les différents régimes de rupture mais le régime de turbulence de l'écoulement n'apparaît pas clairement. Une alternative à la classification d'Ohnesorge est la courbe de stabilité du jet. Cette classification, plus pratique, permet de distinguer les écoulements laminaires et turbulents.

## 1.2.2 Courbe de stabilité du jet

Les mécanismes de désintégration d'un jet peuvent être caractérisés en traçant la longueur de rupture  $L_{BU}$  du jet en fonction de sa vitesse moyenne  $U$  en sortie d'orifice. Cette courbe est appelée courbe de stabilité du jet. La longueur de rupture  $L_{BU}$  est la longueur de la colonne continue de liquide attachée à l'orifice de sortie.  $U$  est définie par le rapport entre le débit volumique  $Q_v$  sortant de l'orifice et la section  $A$  de cet orifice.

$$U = \frac{Q_v}{A} \quad (1.5)$$

La courbe est divisée en cinq zones : les quatre régimes explicités à la Section 1.2.1 plus un régime de goutte à goutte (*dripping*). Ce dernier régime correspond à une situation où les gouttes sortent directement de l'orifice, sans former de colonne de liquide. Comme la classification d'Ohnesorge, la courbe de stabilité permet d'identifier différents mécanismes de rupture du jet

en mettant en évidence les forces dominantes qui agissent sur le jet dans des conditions données. Elle permet aussi de relier les différents régimes à la turbulence de l'écoulement.

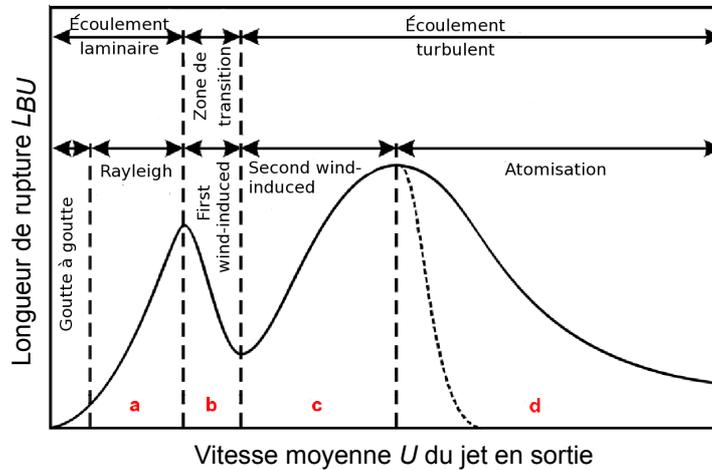


FIGURE 1.2 – Courbe de stabilité du jet d'après *Leipertz* [5].

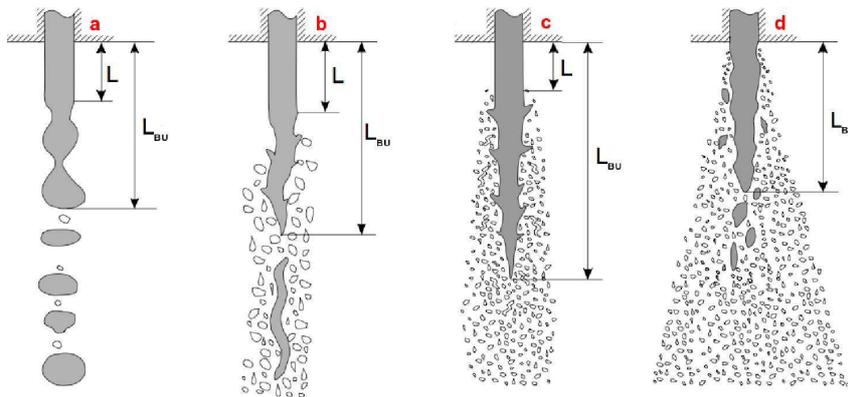


FIGURE 1.3 – Différentes longueurs de rupture  $L_{BU}$  en fonction du régime de rupture d'après *Leipertz* [5]. a : régime de Rayleigh. b : régime de *first wind-induced*. c : régime de *second wind-induced*. d : régime d'atomisation.

Ainsi, le régime de goutte à goutte et le régime de Rayleigh correspondent à un écoulement laminaire. Les forces d'inertie et de tension de surface caractérisent cet écoulement. La transition entre la zone de goutte à goutte et le régime de Rayleigh se fait avec une longueur de rupture  $L_{BU}$  (Figure 1.3a) croissant de façon quasi-linéaire avec la vitesse  $U$  jusqu'à atteindre une valeur critique.

La zone de transition laminaire-turbulent coïncide avec le régime de *first wind-induced*. Les effets visibles dans ce régime sont généralement attribués aux forces aérodynamiques mais de nombreux auteurs [2] ont mis en avant l'importance du rôle de la turbulence dans le processus de rupture. La longueur de rupture  $L_{BU}$  (Figure 1.3b) diminue avec la vitesse  $U$  dans cette zone.

Les observations montrent que la surface de la colonne de liquide est peu perturbée en sortie d'orifice sur une longueur  $L$  pour les régimes de Rayleigh, de *first wind-induced* et de *second wind-induced*.

En régime de *second wind-induced*, l'écoulement devient turbulent. La longueur de rupture  $L_{BU}$  et la turbulence augmentent avec la vitesse  $U$  du jet (Figure 1.3c) jusqu'à atteindre le régime d'atomisation où elles décroissent (Figure 1.3d). Aujourd'hui encore, les aspects de cet écoulement sont sujets à discussion. Les premières études sur les sprays rapportent que la vitesse  $U$  augmente et que la longueur  $L_{BU}$  diminue pour parfois atteindre zéro. Cependant, dans des travaux plus récents, **Hiroyasu *et al.* [6]** et **Tamaki *et al.* [7]** montrent qu'une petite colonne de liquide persiste à la sortie de l'orifice, quelle que soit la vitesse du jet.

En régime d'atomisation, une variation non monotone de la longueur  $L_{BU}$  en fonction de la vitesse du jet  $U$  est souvent rapportée. Une des explications réside dans la présence de cavitation dans l'orifice (Section 1.4.1).

### 1.3 Atomisations primaire et secondaire

De manière générale, les deux mécanismes d'atomisation, primaire et secondaire, sont bien identifiés dans la littérature. Toutefois, des lacunes persistent dans la compréhension détaillée de ces mécanismes. Différentes approches sont utilisées pour les modéliser.

**Dumouchel [8]** rappelle que la production d'un spray est le résultat de trois étapes principales :

- l'éjection d'un liquide,
- le mécanisme d'atomisation primaire,
- le mécanisme d'atomisation secondaire.

Dès que le liquide sort de l'orifice, l'interface liquide se déforme. La déformation augmente dans l'espace et dans le temps ; elle peut aboutir à l'éjection de fragments de liquide. Cette première déformation de l'écoulement et la formation de fragments constituent le mécanisme d'« atomisation primaire » (Section 1.3.1).

Par la suite, les fragments de liquide peuvent se déformer à leur tour et se désintégrer en éléments plus petits, ce processus se répétant jusqu'à l'obtention de gouttes stables. Ces dernières sont obtenues quand les forces de tension de surface sont suffisamment importantes pour maintenir la cohésion du fragment de liquide. Cette étape est le mécanisme d'« atomisation secondaire » (Section 1.3.2).

Les deux mécanismes sont illustrés sur la Figure 1.4.

L'atomisation secondaire est généralement associée aux forces aérodynamiques alors que l'atomisation primaire dépend davantage du profil de vitesse et de l'intensité de turbulence en sortie d'orifice, deux paramètres étroitement liés à l'écoulement interne et donc à la cavitation qui peut apparaître dans l'orifice.

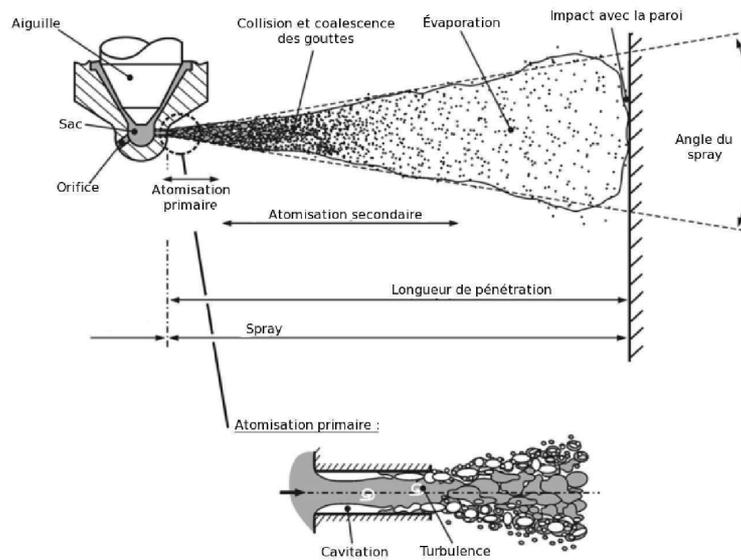


FIGURE 1.4 – Représentation schématique de la formation du spray Diesel selon Baumgarten [9].

### 1.3.1 Atomisation primaire

De nombreuses approches tentant de modéliser le mécanisme d'atomisation primaire sont recensées dans la littérature. Cette multiplicité témoigne de la difficulté à comprendre le mécanisme d'atomisation primaire du jet Diesel.

L'atomisation primaire détermine la longueur du cœur liquide continu qui peut entrer en contact avec le piston et détériorer la qualité de la combustion (Martynov *et al.* [10]).

Les effets du milieu dans lequel le jet liquide est injecté sont étroitement liés à la vitesse du jet et donc au nombre de Reynolds  $Re$ .

Quand le nombre de Reynolds  $Re$  est grand, les forces aérodynamiques sont plus prononcées. Le phénomène est amplifié par l'augmentation de la densité du milieu ambiant, comme le montrent Tamaki *et al.* [11], Hiroyasu *et al.* [12] et Hiroyasu [6]. Il en résulte une diminution de la longueur de rupture  $L_{BU}$  et un angle de spray  $\theta_{spray}$  plus large. Ce résultat est positif pour l'injection automobile.

L'étendue des effets aérodynamiques comme le cisaillement et la traînée dépend de la vitesse du jet et des perturbations initiales (turbulence et cavitation). Le profil de vitesse et le niveau de turbulence à la sortie de l'orifice ont un impact significatif sur l'atomisation du jet liquide. La turbulence et les composantes de la vitesse radiale associées créent des irrégularités à la surface du jet, ce qui favorise les effets aérodynamiques.

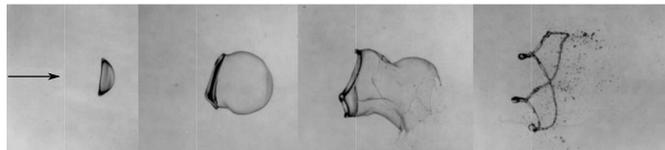
Les effets aérodynamiques sont donc en grande partie provoqués par la turbulence initiale et le profil de vitesse au sortir de l'orifice. Ces deux paramètres sont contrôlés par la configuration de l'écoulement interne (avec ou sans cavitation), elle-même liée à la géométrie de l'injecteur. Il est ainsi crucial de comprendre l'influence de cette géométrie sur l'écoulement interne et sur l'atomisation.

### 1.3.2 Atomisation secondaire

L'atomisation secondaire produit de petites gouttes qui sont essentielles pour contrôler l'évaporation du spray et le processus de combustion (**Martynov *et al.* [10]**).

L'atomisation secondaire des fragments liquides se déplaçant à grande vitesse dans le milieu ambiant est due au développement d'instabilités de type Kelvin-Helmoltz ou de type Rayleigh-Taylor. **Liu et Reitz [13]** introduisent des gouttes dans un écoulement transverse. Leur étude décrit une rupture de fragments liquides en deux étapes. Premièrement, sous l'effet de la pression dynamique, les fragments se déforment pour s'allonger et prendre l'aspect d'un disque plat, perpendiculaire à l'écoulement. Ensuite, il est établi que la rupture de ces disques plats peut se faire de trois manières en fonction du nombre de Weber  $We$  de l'écoulement :

- Le régime *bag breakup* (Figure 1.5) : la goutte est déstabilisée jusqu'à une rupture en forme de « sac ». Elle se déforme et gonfle. Lorsque l'interface de la goutte devient suffisamment fine, des trous apparaissent et grossissent jusqu'à former des ligaments.



**FIGURE 1.5** – Régime d'atomisation secondaire bag breakup (**Inamura *et al.* [14]**).

- Le régime *stripping breakup* (Figure 1.6) : sous l'action de l'écoulement d'air, des ligaments apparaissent à la périphérie du fragment liquide. A leur extrémité, des gouttes sont arrachées sous l'effet du cisaillement.



**FIGURE 1.6** – Régime d'atomisation secondaire stripping breakup.

- Le régime *catastrophic breakup* (Figure 1.7) : la vitesse relative de l'élément liquide est très élevée et sa déformation est alors brutale. Sous l'action d'ondes capillaires (instabilités de Rayleigh-Taylor), les bords des fragments liquides se cassent en filaments qui vont à leur tour se rompre et former des gouttes de plus en plus petites.

Cette description de l'atomisation secondaire n'est pas exhaustive. Différents auteurs (**[14]**) ont mis en évidence d'autres mécanismes de fragmentation.

La formation du spray Diesel est la succession de mécanismes liés dont le point de départ est l'écoulement interne de l'injecteur. Différents paramètres agissent sur cet écoulement et sur les phénomènes qui s'y produisent, comme la cavitation. Une meilleure compréhension de l'impact

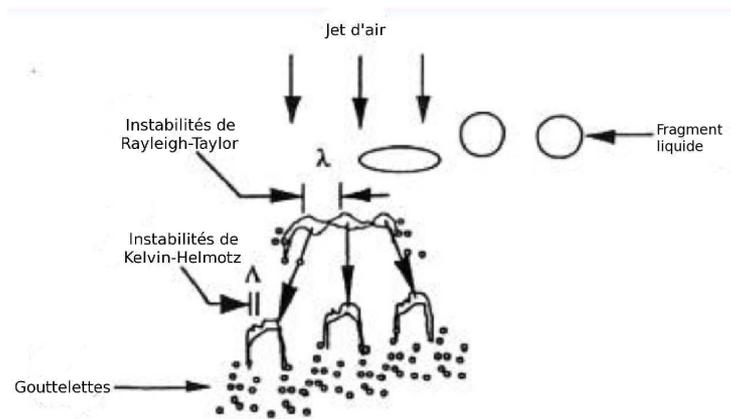


FIGURE 1.7 – Régime d'atomisation secondaire catastrophic breakup (*Hwang et al. [15]*).

de ces paramètres est nécessaire afin de pouvoir prédire plus efficacement les caractéristiques du spray.

## 1.4 Influence de la cavitation sur la formation du spray

### 1.4.1 Description du phénomène de cavitation

La cavitation est un changement de phase, du liquide vers la vapeur. Elle est souvent définie comme la « rupture du milieu continu de liquide sous l'effet de contraintes excessives » (**Franc et al. [16]**, **Brennen [17]**). Dans le cas présent, on entend par « rupture du milieu continu de liquide » la formation de bulles et de poches de vapeur au sein d'un milieu liquide initialement homogène et par « effet de contraintes excessives » le dépassement d'un seuil au delà duquel la cohésion du milieu continu de liquide ne peut être assurée. Cette définition peut s'appliquer à un liquide au repos, en mouvement ou encore soumis à des fluctuations acoustiques périodiques. La cavitation apparaît dans plusieurs circonstances comme :

- les écoulements à grandes vitesses autour de géométries provoquant des zones de dépression : profils hydrodynamiques, cols de venturi, vannes et siphons par exemple,
- les écoulements engendrant de fortes contraintes de cisaillement : tribologie, couches cisillées, jets noyés et sillages d'obstacles ou d'organes de réglage de débits par exemple,
- les écoulements à caractère non permanent : coups de bélier dans les circuits de commandes hydrauliques ou d'alimentation de moteurs en carburant.

À l'échelle moléculaire, la cavitation se manifeste comme une rupture des liaisons entre les molécules du liquide sous l'effet de contraintes excessives. Dans le cas d'un fluide pur, les liaisons moléculaires sont tellement fortes qu'il faut les soumettre à de très hautes valeurs de tension (pressions négatives) pour pouvoir les rompre. Cette métastabilité du liquide (retard à

la cavitation) ne constitue pas la plupart des cas pratiques car les liquides sont généralement fragilisés par des micro-inclusions gazeuses ou solides (germes de cavitation) les rendant moins résistants à la rupture. En présence de germes, la cavitation peut être décrite par un changement de phase à l'interface liquide/vapeur, conduisant à la croissance des inclusions gazeuses (modèle de Rayleigh-Plesset).

Dans un milieu au repos ou quasi-statique, l'état gazeux d'un fluide peut être atteint de deux manières (Figure 1.8) :

- À pression constante, lorsque la température atteint la température de vaporisation du fluide, la phase liquide devient gazeuse. C'est l'« ébullition ».
- À température constante, lorsque la pression du fluide atteint la pression de vapeur saturante  $p_v$  du liquide, des bulles apparaissent par un processus de croissance de germes. C'est la « cavitation ».

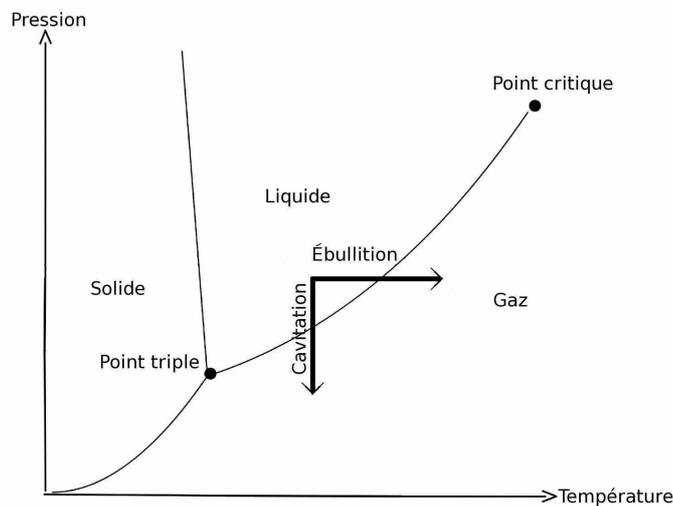


FIGURE 1.8 – Exemple de diagramme de phases.

Lorsque la cavitation se produit, elle peut apparaître sous différentes formes :

- des bulles isolées issues de germes microscopiques et emportées par l'écoulement,
- des poches de cavitation qui restent accrochées aux parois,
- des filaments tourbillonnaires cavitants résultant d'une très forte vorticité.

Lorsque le fluide, newtonien et incompressible, est en mouvement et qu'il est fortement contraint (changement brusque de géométrie par exemple), certains auteurs comme **Joseph [18]**, **Kottke et al. [19]** ou **Dabiri et al. [20]** montrent que la pression n'est plus la seule variable gouvernant le phénomène de cavitation. **Joseph [18]** souligne qu'il devient nécessaire de prendre en compte l'état de contrainte totale du fluide incluant la pression et la contrainte de cisaillement.

Aussi, une dépression locale ou une grande contrainte de cisaillement du fluide conduit à la formation de la cavitation. L'apparition de ce phénomène est, par ailleurs, favoris e par la présence d'« amorces à la rupture constituées par des inclusions de gaz ou de vapeur » (**Franc**

*et al.* [16]). Le milieu fluide est rarement homogène. La taille des inclusions varie généralement du micromètre au demi-millimètre. La tension de surface contraint les plus petites inclusions à conserver une forme sphérique. Ces microbulles sont appelées « germes de cavitation ». Dans le gazole, la densité des germes est estimée à  $10^{12} \cdot \text{m}^{-3}$  (Dumont [21]).

Dans un écoulement, la pression est rarement constante. La dynamique d'un germe de cavitation entraîné par l'écoulement est souvent modélisée par la relation de Rayleigh-Plesset :

$$\rho \left( R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) + \frac{4\mu}{R}\dot{R} = \left( p_{\infty 0} - p_v + \frac{2\zeta}{R_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3k} - p_{\infty} + p_v - \frac{2\zeta}{R} \quad (1.6)$$

où  $p_{\infty 0}$  est la pression dans le liquide,  $p_v$  la pression de vapeur saturante du liquide,  $R_0$  le rayon initial de la goutte,  $k$  le coefficient polytropique,  $\rho$ ,  $\mu$  et  $\zeta$  respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique et la tension de surface du liquide. Cette modélisation découle des équations de Navier-Stokes et décrit le comportement d'une bulle de rayon  $R$  en fonction du temps  $t$ . Elle se vérifie bien expérimentalement lorsque ses hypothèses fondatrices sont respectées (bulle isolée, déformation sphérique, milieu infini...).

### 1.4.2 La cavitation dans l'injecteur

Ces dernières années, les systèmes d'injection Diesel ont vu leur pression d'injection augmenter et les diamètres des orifices des buses diminuer. Dans les injecteurs, le carburant est fortement accéléré et la vitesse peut atteindre localement plusieurs centaines de mètres par seconde. La géométrie interne des injecteurs impose des contraintes extrêmes à l'écoulement. Différentes géométries de buse d'injection existent (Figure 1.9). À différents moments de l'injection, la cavitation apparaît en certains points, notamment dans l'orifice de décharge ou encore dans le volume de sac de l'injecteur (Figure 1.10).

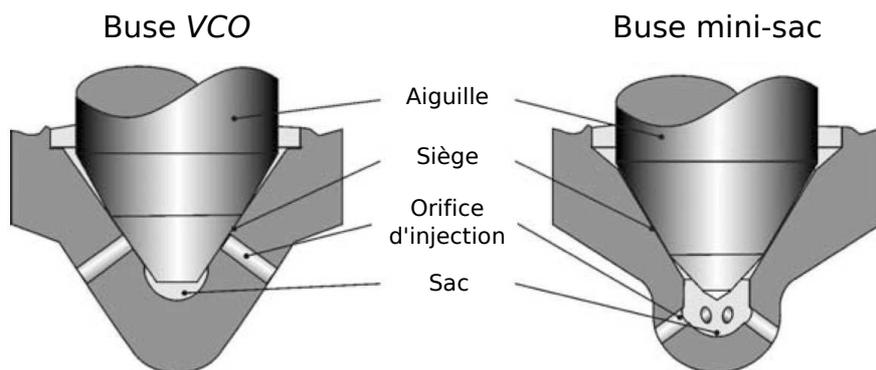


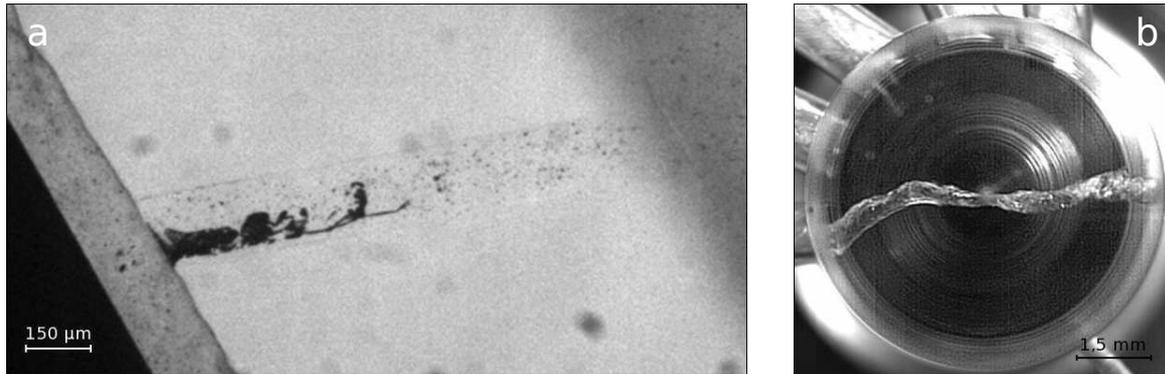
FIGURE 1.9 – Différentes géométries de buse.

En utilisant un injecteur *VCO*<sup>1</sup> transparent de taille réelle, une technique de micro-*PIV*<sup>2</sup>

1. *Valve Covered Orifice* : technologie de buse d'injecteur où les orifices sont recouverts par l'aiguille en position de fermée.

2. *Particule Image Velocimetry* : vélocimétrie par images de particules.

avec un éclairage en contre-jour, **Chaves [22]** met en évidence la formation de cavitation dans les orifices. Son étude montre que la cavitation naît sur une entrée abrupte de l'orifice, qu'elle se propage jusqu'à la sortie lorsque la vitesse de l'écoulement est suffisante et que les bulles semblent imploser de manière déterministe et localisée. Pour les levées d'aiguille importantes, **Chaves** observe également une formation hélicoïdale de la cavitation due aux conditions d'écoulement asymétriques en entrée (Figure 1.10a).



**FIGURE 1.10** – *a* : cavitation dans un orifice transparent (**Chaves [22]**). *b* : filet de cavitation dans un sac d'injecteur transparent ou string de cavitation (**Andriotis et al. [23]**).

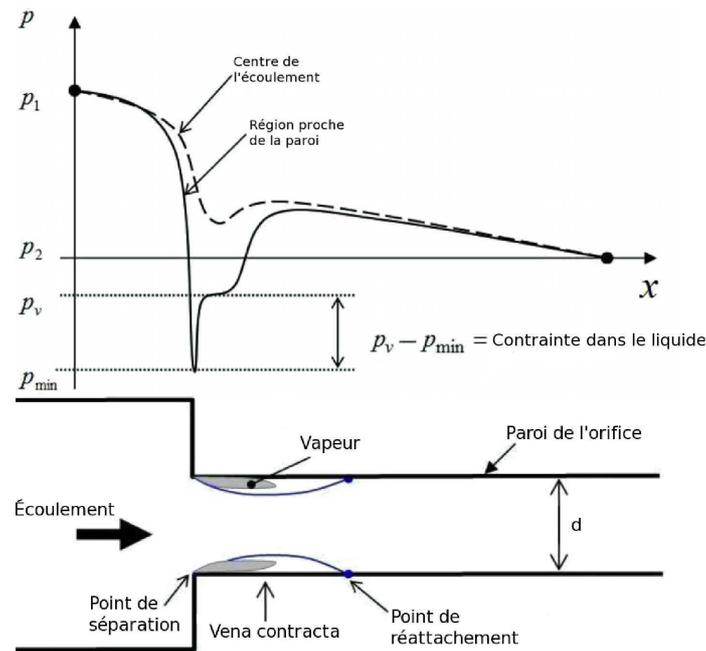
Dans une configuration 2D et asymétrique, **Schmidt et al. [24]** rapportent la nature complexe et transitoire de l'interface liquide/vapeur. Ils mettent en avant la dépendance de cette interface à la pression amont et aval et observent une interface lisse à l'entrée du canal devenant plus sinueuse vers la fin des poches. Ils rappellent que le nombre de cavitation (Section 1.4.2.1) est le paramètre dominant pour les écoulements cavitants alors que le nombre de Reynolds  $Re$  l'est pour les écoulements non cavitants.

D'une façon générale, une diminution artificielle de la section de passage des orifices provoquée par l'apparition de la cavitation est observée, ce qui entraîne une baisse du débit massique de carburant injecté. Une des solutions apportées à ce problème par les équipementiers automobiles est d'augmenter le nombre de trous sur les injecteurs.

Beaucoup d'études montrent par ailleurs l'influence de la cavitation sur la formation du spray de carburant ([25, 6, 7, 2, 26]). Toutefois, cette influence est aujourd'hui encore mal connue et mal maîtrisée.

Lors de l'injection, la restriction brutale de section à l'entrée de l'orifice de décharge provoque une accélération du fluide. Ce dernier se décolle alors de la paroi située à l'entrée de l'orifice formant la *vena contracta* (Figure 1.11). Cela conduit à la formation de zones de recirculation s'étendant sur la périphérie interne du canal. L'écoulement est par conséquent davantage accéléré ce qui conduit à une diminution supplémentaire de la pression statique, conformément à la relation de Bernoulli.

Une approche pour expliquer l'apparition de la cavitation dans l'orifice consiste à considérer



**FIGURE 1.11** – Schématisation de la formation de cavitation dans un orifice ainsi que de l'évolution de pression au centre de l'écoulement et proche paroi (Martynov et al. [10]).

que l'écoulement atteint une vitesse suffisamment importante pour faire chuter la pression du fluide en deçà de sa pression de vapeur saturante  $p_v$ , au niveau de la section de plus forte contraction. Si cette approche mono-dimensionnelle est généralement utilisée pour expliquer l'apparition de la cavitation, elle n'en demeure pas moins simpliste et ne rend pas fidèlement compte des observations qui montrent que les poches de cavitation apparaissent dans les zones de recirculation. Ces zones de cavitation sont plus ou moins étendues en fonction des conditions de pression amont/aval et de la géométrie de l'orifice. Des bulles de vapeur et des nuages de bulles s'échappent généralement de ces zones de cavitation et sont entraînés par le liquide, parfois jusqu'à la sortie de l'orifice. La Figure 1.11 représente l'évolution de la pression de l'écoulement le long de l'orifice jusqu'à atteindre une pression supérieure à la pression de vapeur saturante  $p_v$  du fluide. La pression interne des bulles n'est plus suffisante pour assurer leur « existence », ce qui conduit à leur effondrement. Ce phénomène violent perturbe l'écoulement. L'implosion peut être modélisée dans le cas d'une bulle sphérique de cavitation par l'équation de Rayleigh-Plesset.

**Tamaki et al. [7]** avancent que le facteur le plus influent sur l'atomisation d'un jet liquide est la perturbation de l'écoulement liquide due à la cavitation dans l'orifice de l'injecteur. Quand la cavitation se produit dans l'orifice, le jet liquide est atomisé. **Hiroyasu et al. [12]** montrent quant à eux que l'atomisation d'un jet liquide est grandement favorisée lorsque la cavitation s'étend de l'entrée à la sortie de l'orifice (régime de super-cavitation). Néanmoins, les mécanismes par lesquels la cavitation favorise l'atomisation ne sont pas clairement identifiés. D'autre part, un régime de cavitation particulier, l'*hydraulic flip* (Section 1.4.2.2), induit un effet inverse sur

l'atomisation ([1, 27]).

Différents régimes de cavitation peuvent ainsi apparaître dans l'injecteur. Afin de pouvoir les identifier, il serait utile de pouvoir les caractériser au moyen d'un nombre adimensionnel, mais ceci semble difficile (Section 1.4.2.1).

### 1.4.2.1 Critères de cavitation

Le phénomène de cavitation apparaît dans différentes problématiques (pompes, hélices, profils, buses d'injection...). Afin de prédire ce phénomène, un paramètre de cavitation, adimensionnel, est introduit ; il est défini de manière générale par :

$$\sigma = \frac{p - p_v}{\Delta p} \quad (1.7)$$

où  $p$  est la pression en un point de référence,  $p_v$  la pression de vapeur saturante du liquide et  $\Delta p$  l'écart de pression caractéristique du système. Le nombre de cavitation  $\sigma$  représente le rapport entre la différence de pression qui causerait localement la cavitation dans le fluide et le changement potentiel de pression disponible dans l'écoulement. De manière pratique, on obtient dans le cas d'une pompe :

$$\sigma = \frac{P_{aspi} - P_v}{\rho V_{roue}^2} \quad (1.8)$$

où  $p_{aspi}$  est la pression d'aspiration de la pompe,  $\rho$  la masse volumique du fluide pompé et  $V_{roue}$  la vitesse de la roue.

Pour un profil immergé :

$$\sigma = \frac{p_0 + \rho gh - p_v}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (1.9)$$

où  $p_0$  est la pression à la paroi du profil,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $h$  la profondeur d'immersion et  $V$  la vitesse de l'écoulement.

Dans le cas d'un orifice d'injecteur, le nombre de cavitation  $\sigma$  devient :

$$\sigma = \frac{p_{aval} - p_v}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (1.10)$$

$\sigma$  représente le rapport entre la chute de pression nécessaire à l'apparition de la cavitation dans le fluide et le changement potentiel de pression disponible dans l'écoulement (Bernoulli). Théoriquement, en utilisant ce paramètre, le régime d'*hydraulic flip* (Section 1.4.2.2) correspond à  $\sigma = 0$  quelle que soit la longueur  $l$  de l'orifice.  $\sigma = 0$  signifie que  $p_{aval} = p_v$  (contre-pression quasiment nulle). Donc, cette condition d'écoulement n'est que rarement rencontrée. Pourtant **Ruiz [28]** souligne que l'*hydraulic flip* apparaît généralement pour des valeurs de  $\sigma$  plus grandes que zéro. Ce paramètre  $\sigma$  semble donc mal adapté à la configuration d'un injecteur.

En 1959, **Bergwerk** [1] introduit un nouveau nombre de cavitation  $K_B$  pour l'étude de l'apparition de la cavitation dans les injecteurs Diesel.

$$K_B = \frac{p_{amont} - p_{aval}}{p_{aval} - p_v} \quad (1.11)$$

La pression de vapeur saturante du gazole étant très faible ( $p_{v_{gazole}}^{T=293K} \approx 1 \text{ mbar}$  [29]) par rapport aux pressions mises en jeu lors de l'injection, **Bergwerk** utilise une variante de son nombre de cavitation  $K_B$  :

$$K_B = \frac{p_{amont} - p_{aval}}{p_{aval}} = \frac{p_{amont}}{p_{aval}} - 1 \quad (1.12)$$

Ce nombre de cavitation est utilisé par **Spikes et Pennington** [30] la même année, puis par d'autres chercheurs comme **Soteriou et al.** [25], **Baz et al.** [31], **Saliba** [32] et **Miranda et al.** [33].

À l'époque, l'atomisation de la nappe liquide en sortie d'injecteur est attribuée au frottement de l'air et/ou aux fluctuations de vitesse. **Bergwerk** présente que ces explications ne sont pas suffisantes pour expliquer le phénomène de rupture et juge nécessaire d'examiner l'écoulement interne d'un injecteur. Pour mener à bien son investigation, il utilise des orifices en acrylique afin de visualiser l'écoulement. Ce dispositif (Figure 1.12) est censé représenter l'écoulement de carburant entre un sac d'injecteur et un orifice de décharge. L'entrée de l'orifice est volontairement abrupte.

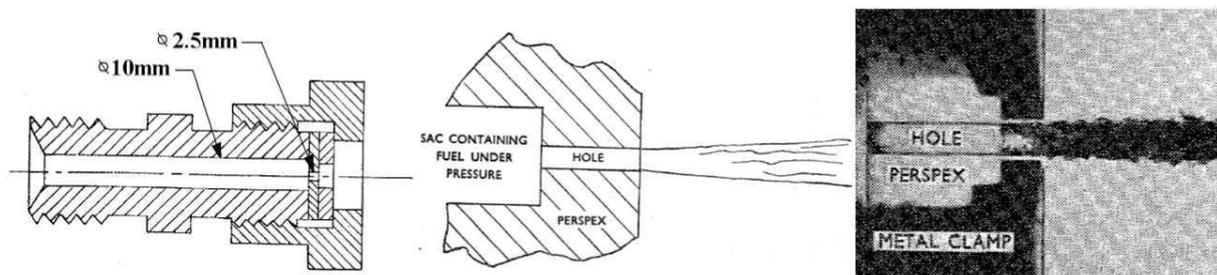


FIGURE 1.12 – Dispositif expérimental utilisé par **Bergwerk** [1].

**Bergwerk** observe que pour une certaine pression d'injection, des bulles apparaissent dans le liquide à l'intérieur de l'injecteur. En augmentant davantage la pression amont, les poches de cavitation s'étendent jusqu'à la sortie de l'orifice, laissant apparaître un jet non perturbé. Ce régime sera plus tard qualifié d'*hydraulic flip* (Section 1.4.2.2). Avec d'autres orifices de son étude, le jet reste très perturbé lorsque la cavitation se trouve développée jusqu'à la sortie de l'orifice. **Bergwerk** définit alors un nombre critique  $K_{B\text{crit}}$  correspondant à ce régime de super-cavitation. L'état cavitant ou non du fluide peut être déterminé en chaque point de l'écoulement en utilisant le nombre de cavitation  $K_B$ . **Bergwerk** étudie l'influence de différentes géométries et des pressions d'injection pour déterminer la dépendance du nombre de cavitation critique  $K_{B\text{crit}}$  par rapport au nombre de Reynolds  $Re$  et au rapport longueur sur diamètre  $l/d$ . Il montre que

la cavitation apparaît dans des écoulements très contraints ayant un grand nombre de Reynolds  $Re$  et un faible nombre de cavitation  $K_B$ . **Bergwerk** trouve une relation entre le nombre de cavitation  $K_B$  et la longueur de la poche de cavitation, avant le point de ré-attachement. Il établit également une corrélation entre le nombre de cavitation  $K_B$  et le coefficient de décharge  $C_D$  d'une part et entre le nombre de cavitation  $K_B$  et le nombre de Reynolds  $Re$  d'autre part.

**Bergwerk** conclut sur le fait que :

- $K_{B\text{crit}}$  décroît avec le nombre de Reynolds  $Re$ ,
- $K_{B\text{crit}}$  augmente avec le rapport longueur sur diamètre  $l/d$  mais diminue avec le diamètre  $d$ ,
- $K_{B\text{crit}}$  est grandement influencé par la géométrie de l'orifice. Des petits détails de fabrication peuvent rapidement rendre l'écoulement dissymétrique notamment au niveau du décollement de l'écoulement à l'entrée de l'orifice,
- la cavitation diminue le coefficient de décharge  $C_D$ .

**Hall [34]** en 1963, puis **Nurick [35]** en 1976 utilisent une autre expression du nombre de cavitation :

$$K_N = \frac{p_{\text{amont}} - p_v}{p_{\text{amont}} - p_{\text{aval}}} \quad (1.13)$$

**Nurick** montre alors qu'en combinant cette expression (Équation 1.13) à celle du coefficient de décharge  $C_D$  (Équation 1.15), il est possible d'en déduire :

$$K_N = \frac{C_D^2}{C_C^2} \quad (1.14)$$

où

$$C_D = \frac{U}{\sqrt{\frac{2(p_{\text{amont}} - p_{\text{aval}})}{\rho}}} \quad (1.15)$$

et

$$C_C = \frac{A_c}{A} = \frac{U}{U_c} \quad (1.16)$$

où  $A_C$  et  $U_C$  sont respectivement la section et la vitesse au niveau de la *vena contracta*.

**Nurick** constate que lorsque l'écoulement atteint le seuil critique c'est à dire quand  $K_N = K_{N\text{crit}}$ , la cavitation apparaît. Avec le nombre de cavitation  $K_N$ , l'écoulement est cavitant si  $K_N$  est faible et reste monophasique lorsque  $K_N > K_{N\text{crit}}$ . Lorsque  $K_N \approx 1$ , le coefficient de décharge  $C_D$  tend vers sa valeur minimum. **Macian et al. [36]** et **Soteriou et al. [25]** observent par la suite ce même comportement dans des injecteurs de taille réelle.

Le coefficient de contraction  $C_C$  dépend principalement de la géométrie de l'entrée de l'orifice. Lorsque le rayon de courbure de l'entrée est nul, c'est à dire quand  $r = 0$ , la valeur du coefficient

est théoriquement :

$$C_C = \frac{\pi}{\pi + 2} \approx 0,611 \quad (1.17)$$

L'expérience montre que cette valeur est assez réaliste ([35, 27]).

Les nombres de cavitation présentés jusqu'ici sont exprimés en fonction des conditions amont et aval de l'écoulement mais aucun ne prend en compte les conditions dans le canal. **Hiroyasu et al. [12]** définissent un nombre de cavitation  $K_C$  qui tient compte des conditions de pression et de vitesse au niveau de la *vena contracta* ainsi que de la perte de charge causée par le frottement du fluide contre la paroi :

$$\sigma_C = \left( \frac{A_C}{A} \right)^2 \left[ \frac{p_{aval} - p_v}{\frac{1}{2}\rho U^2} + \frac{\lambda_{friction}(l - L_{cav})}{d} + 1 \right] - 1 \quad (1.18)$$

où  $\lambda_{friction}$  est le coefficient de friction défini par la relation de Blasius et  $L_{cav}$  la longueur des poches de cavitation. Ce paramètre est par la suite réutilisé et modifié par **Sou et al. [37, 38]** :

$$\sigma_{Sou} = C_C^2 \left( \frac{p_{aval} - p_v}{\frac{1}{2}\rho U^2} + \frac{\lambda_{friction} l}{D_H} + 1 \right) \quad (1.19)$$

**Sou et al. [38]** avancent que les nombres de cavitation conventionnels (Équations 1.10, 1.11 et 1.13) ne permettent pas de prédire la taille des poches dans l'orifice pour différentes largeurs de sac. Leur nombre de cavitation modifié  $\sigma_{Sou}$  (Équation 5.3) semble mieux rendre compte qualitativement de la formation de la super-cavitation (Section 1.4.2.2). Cependant, peu d'études comparatives du nombre de cavitation existent. Il est donc difficile de statuer sur la pertinence de tel ou tel nombre de cavitation. Le nombre de cavitation idéal doit pouvoir rendre compte d'une valeur critique à laquelle la cavitation apparaît et ce, dans le plus grand nombre de situations géométriques et de conditions d'écoulement.

La cavitation est communément connue comme un phénomène de formation de bulles dans un liquide lorsque la valeur de la tension locale  $p_v - p$  dépasse la résistance à la traction du fluide (**Brennen [17]**). Cette définition est basée sur des observations de rupture de liquide dans des conditions quasi-statiques, quand les contraintes de viscosité provoquées par l'écoulement sont négligeables. Même si cette définition est largement utilisée pour prédire les phénomènes de cavitation, elle n'est pas totalement rigoureuse puisque les contraintes réelles agissant sur le fluide en mouvement sont en fait composées de la contrainte de cisaillement et de la contrainte normale causées par les gradients de vitesse dans l'écoulement. Ces contraintes devraient donc être prises en compte dans la prédiction du seuil de déclenchement de la cavitation.

**Joseph [18]** définit ainsi un autre seuil pour la formation de la cavitation : un critère de contrainte totale pour décrire l'état de contrainte du fluide. Selon son hypothèse, le liquide se « déchire » quand la contrainte maximale du tenseur des contraintes est plus importante que la

pression de vapeur saturante  $p_v$  (en valeur absolue), soit :

$$T_{11} > -p_v \quad (1.20)$$

Dans les écoulements cavitants, les zones de l'écoulement ayant de forts gradients de pression sont associées à de fortes contraintes. Par conséquent, le critère de **Joseph [18]** (Équation 1.20) semble plus approprié que le critère conventionnel  $p < p_v$ . Cette hypothèse, bien qu'ancienne, n'est que très rarement utilisée pour étudier la cavitation, même pour des écoulements rapides et très contraints comme les écoulements dans les injecteurs Diesel. **Kottke et al. [19]**, **Martynov et al. [10]**, **Funada et al. [39]** et **Dabiri et al. [20]** font partie des rares auteurs à l'employer.

**Kottke et al. [19]** conduisent une expérience permettant de mettre en évidence l'influence du cisaillement d'un fluide sur l'apparition de la cavitation. En utilisant un montage expérimental s'apparentant à un viscosimètre de Couette, ils font varier la contrainte de cisaillement d'un fluide à pression constante. Pour un fluide newtonien, ils observent l'apparition de bulles sur le cylindre rotatif interne du viscosimètre à une pression plus grande que la pression de vapeur saturante  $p_v$  du fluide. Les bulles apparaissent quand les forces de cisaillement atteignent une valeur égale à la pression ambiante.

Afin de clarifier l'effet de la force de cisaillement sur l'apparition de la cavitation, **Martynov et al. [10]** comparent la formation de la cavitation pour deux écoulements caractérisés par le même état de contrainte mais avec une viscosité différente. Ils utilisent le critère de **Joseph [18]** (Équation 1.20) pour déterminer le seuil de cavitation de l'écoulement. Ils confrontent ensuite les résultats numériques obtenus aux mesures réalisées par **Roosen et al. [40]** et **Winklhofer et al. [41]**. En ajustant la concentration de germes, leur modélisation prédit assez bien l'emplacement des poches de cavitation.

**Dabiri et al. [20]** modélisent un écoulement dans un orifice d'injecteur en comparant le critère de **Bergwerk [1]**  $K_B$  et le critère proposé par **Joseph [18]** (Équation 1.20) pour des nombres de Reynolds  $Re$  variant de 100 à 2000. Le critère de **Joseph** prédit une zone de cavitation plus grande que le critère de **Bergwerk** avec un seuil plus bas. **Joseph** rappelle que des écarts entre des zones de minimum de pression et de détachements de cavités ont déjà été observés dans une étude de **Franc et al. [42]**. À ce jour encore, aucun consensus n'existe autour d'un seul et même nombre de cavitation.

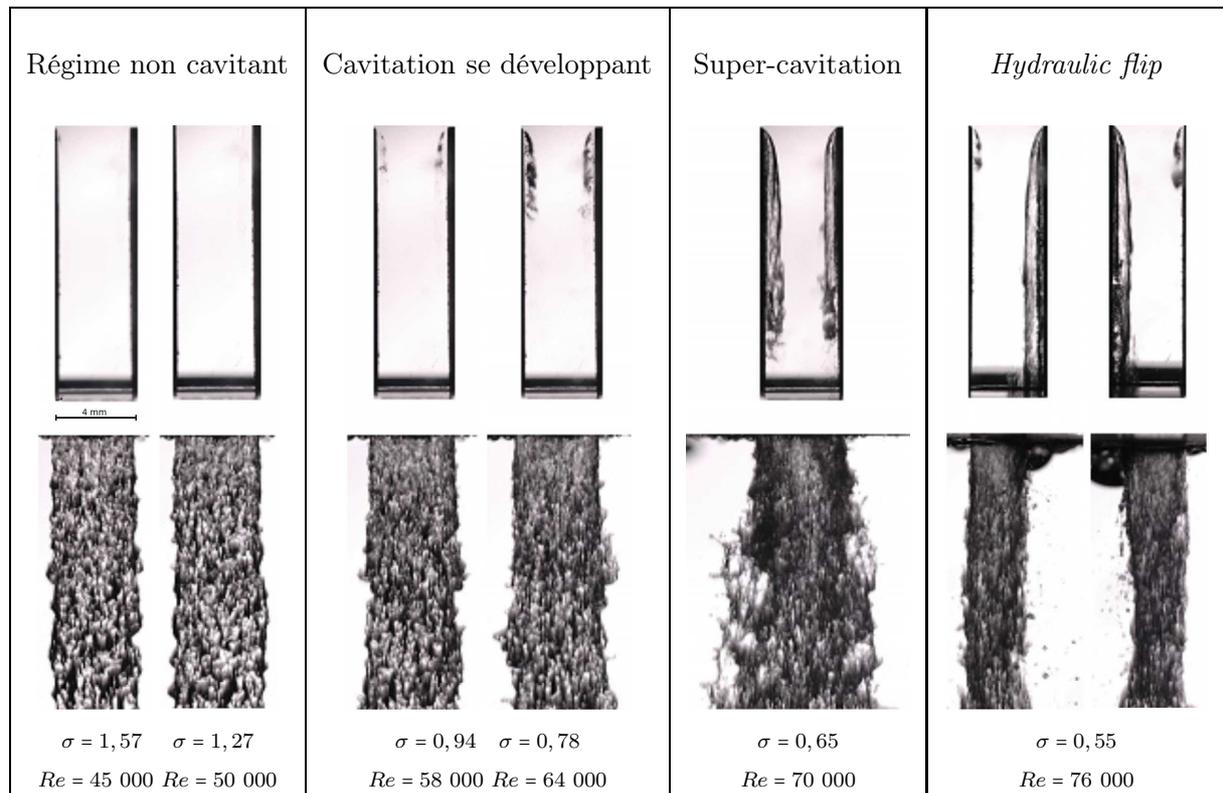
Les résultats de **Dabiri et al. [20]** montrent par ailleurs que pour de grands nombres de Reynolds  $Re$ , la contrainte de cisaillement devient moins prépondérante que la pression locale. L'écart entre les deux critères se réduit lorsque le nombre de Reynolds  $Re$  augmente.

Dans les systèmes d'injection Diesel actuels, le nombre de Reynolds  $Re$  est plus important que celui de l'étude de **Dabiri et al.** Il est donc tentant d'utiliser un nombre de cavitation basé sur la pression de l'écoulement comme le suggèrent **Bergwerk [1]** ou **Nurick [35]**, d'autant plus que l'estimation d'un tel nombre semble moins périlleuse expérimentalement. Toutefois, il semble sage de garder à l'esprit deux éléments. D'une part, l'écoulement dans les orifices d'injecteur est instationnaire. Le nombre de Reynolds  $Re$  est donc beaucoup plus faible en début et en fin

d'injection. D'autre part, le nombre de Reynolds  $Re$  local dans l'orifice peut aussi chuter, surtout à proximité de la paroi où la vitesse est plus faible. Dans ces cas de figure, le critère de cavitation prenant en compte la contrainte de cisaillement retrouve toute sa pertinence.

#### 1.4.2.2 Régimes de cavitation

Il est généralement constaté que la cavitation augmente avec la pression d'injection  $p_{amont}$  et que la pression aval  $p_{aval}$  diminue ce phénomène en favorisant l'effondrement des bulles tôt dans l'orifice. La cavitation et la rupture du jet au sortir de l'orifice (atomisation primaire) sont peu affectées par le nombre de Reynolds  $Re$  et très fortement influencées par le nombre de cavitation. En fonction de ces nombres, la littérature identifie quatre régimes de cavitation. Ces régimes sont clairement mis en évidence par **Sou et al. [27]** dans un orifice plan de 4 mm dans lequel s'écoule de l'eau. Le développement de la cavitation dans l'orifice ainsi que son impact sur le jet de sortie sont photographiés (Figure 1.13).



**FIGURE 1.13** – Différents régimes de cavitation dans un orifice plan en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  et du nombre de cavitation  $\sigma$  (**Sou et al. [27]**).

Pour un nombre de cavitation élevé, c'est-à-dire en régime non cavitant, aucune bulle n'est observée dans l'orifice. Le jet en sortie n'est pas atomisé.

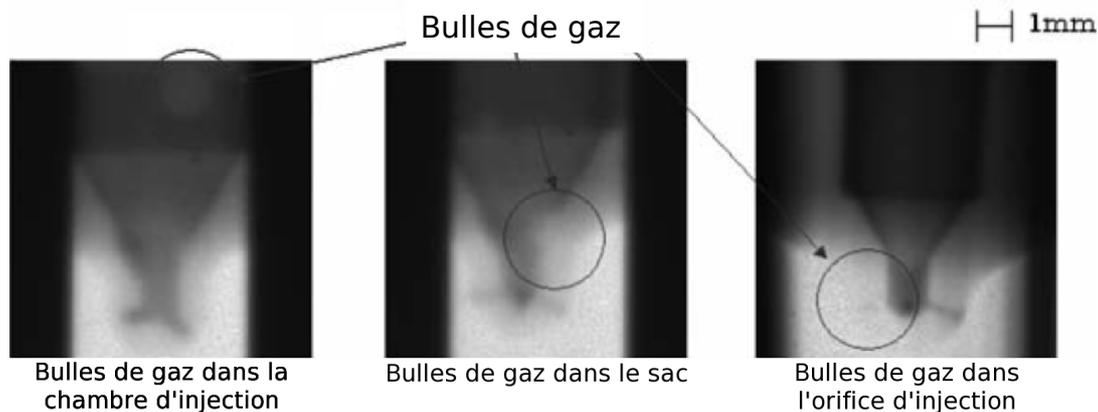
Pour un nombre de cavitation  $\sigma$  plus faible, la cavitation commence à apparaître à l'entrée abrupte de l'orifice. Les bulles s'effondrent avant d'atteindre la sortie. Le jet en sortie commence

à être perturbé.

Pour un nombre de cavitation  $\sigma$  plus faible encore, la cavitation se développe le long de la paroi de l'orifice. Des bulles atteignent la sortie avant de s'effondrer. C'est la super-cavitation. Le jet est très perturbé, des ligaments de liquide apparaissent à sa périphérie.

Pour un nombre de cavitation  $\sigma$  qui chute encore, le régime d'*hydraulic flip* est atteint. Le liquide est totalement décollé de la paroi. La poche de vapeur est ouverte sur l'air ambiant qui peut remonter dans l'orifice entre le fluide et la paroi. Ce régime est considéré comme un régime de cavitation mais ceci est très discutable puisque le gaz *a priori* en présence est le gaz de l'enceinte. Par ailleurs, ce régime n'est que rarement atteint de manière totale, c'est-à-dire sur la totalité de la paroi interne de l'orifice. Il est en fait souvent accompagné de cavitation. C'est l'*hydraulic flip* partiel. Le régime d'*hydraulic flip* apparaît le plus souvent dans des configurations à orifice court (**Suh et al. [43]**).

Les différents régimes de cavitation sont observables dans des injecteurs transparents conçus pour les besoins de la recherche. L'observation du comportement de l'écoulement permet d'apporter des informations précieuses sur le développement de la cavitation mais elle nécessite de s'éloigner des géométries et des conditions réelles de fonctionnement des injecteurs. En revanche, dans des injecteurs industriels, la visualisation directe de la cavitation n'est pas aisée. Si des techniques prometteuses comme la neutronographie permettent de mettre en évidence l'apparition de la cavitation dans les orifices de vrais injecteurs métalliques (**Takenaka et al. [44]**), elles ne permettent que de « deviner » la formation de cavitation (Figure 1.14) et n'offrent pas une vision aussi précise que les techniques optiques dans les injecteurs de recherche transparents.



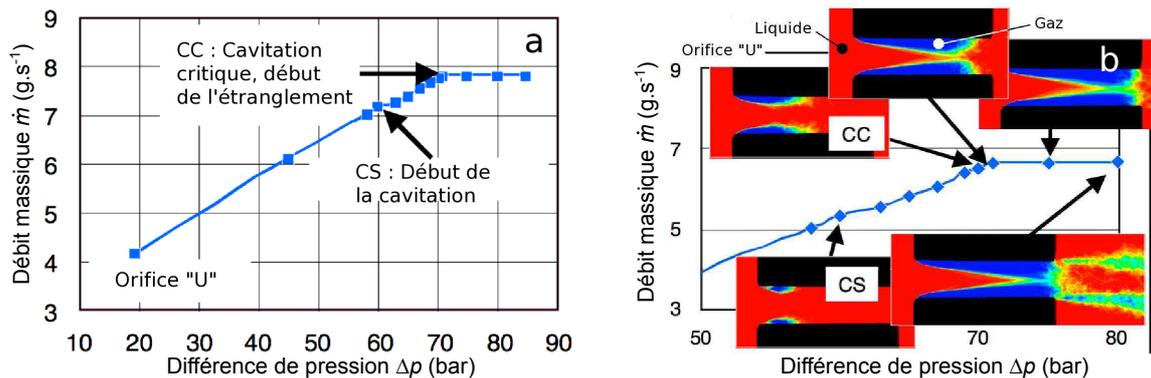
**FIGURE 1.14** – Visualisation de bulles de gaz dans l'injecteur (**Takenaka et al. [44]**).

Les différents régimes de cavitation ne sont pas sans conséquence sur le débit de carburant qui s'écoule dans l'injecteur. En l'absence de contrainte, le débit massique  $\dot{m}$  croît de façon linéaire avec la racine carrée de la différence de pression  $\Delta p$  entre l'amont et l'aval de l'orifice. Quand la cavitation se forme, l'écoulement se trouve « étranglé ». Le débit massique  $\dot{m}$  cesse alors d'augmenter avec la différence de pression  $\Delta p$  pour demeurer constant. **Nurick [35]** détecte

expérimentalement des conditions critiques de cavitation lorsque le phénomène d'étranglement se produit. Il établit ainsi l'influence de la cavitation sur le coefficient de décharge  $C_D$  (Équation 1.14).

Des études plus récentes ([41, 45, 46, 26]) montrent en fait que l'apparition de la cavitation précède le blocage du débit.

Ainsi, **Winklhofer et al.** [41] [45] observent l'écoulement dans un orifice plan à l'aide d'une technique d'imagerie en transmission. Ils estiment les champs de pression à l'aide d'un interféromètre de type Mach Zehnder et la vitesse avec une technique de marquage par fluorescence. Pour différents régimes de cavitation, ils mettent en relation les champs de pression dans l'orifice et le comportement hydraulique de l'écoulement. Ils notent que le débit massique  $\dot{m}$  croît linéairement avec la différence de pression  $\Delta p$  (et non  $\sqrt{\Delta p}$ ) quand la pression aval diminue, jusqu'au commencement de la cavitation (*CS Cavitation Start*). À partir de ce stade, ils observent un écart à la croissance linéaire quand les conditions de cavitation critique (*CC Critical Cavitation*) sont atteintes. L'écoulement est alors « étranglé » et le débit massique  $\dot{m}$  reste constant (Figure 1.15).



**FIGURE 1.15** – a : débit massique  $\dot{m}$  en fonction de la différence de pression  $\Delta p$  dans un orifice. b : champ de pression dans un orifice pour différents régimes. (*Winklhofer et al.* [41])

Les profils de vitesse obtenus à l'aide de la technique de marquage par fluorescence montrent une zone de l'écoulement fortement cisailée à l'entrée de l'orifice.

Ainsi, grâce à ces deux diagnostics, **Winklhofer et al.** [41] mettent en évidence que la cavitation qui se forme au niveau du changement de géométrie est le résultat d'un effet de cisaillement local de l'écoulement combiné à une chute locale de sa pression statique.

**Payri et al.** [46] et **Desantes et al.** [26] visualisent par imagerie en transmission la formation du spray Diesel à la sortie d'injecteurs réels. Ils rapportent la présence de bulles, signe de présence de cavitation, au début du spray alors que les conditions de blocage ne sont pas atteintes. Toutefois, la présence de ces bulles n'est pas clairement mise en évidence sur les images présentées.

La présence de cavitation dans les injecteurs Diesel semble évidente. Son influence sur la

formation du spray paraît acquise. Toutefois, les mécanismes qui seraient impliqués restent incertains.

### 1.4.3 Influence sur la formation du spray

Dès 1959, **Bergwerk [1]** émet l'hypothèse que l'apparition de la cavitation peut être un facteur affectant la nappe liquide à la sortie de l'injecteur et la longueur de rupture  $L_{BU}$ . Cette étude montre clairement le rôle négatif que joue la cavitation sur l'atomisation en régime d'*hydraulic flip* (appelé super-cavitation dans le papier de **Bergwerk**).

Quelques études (**[7, 25, 47, 6, 2]**) attribuent à la cavitation un rôle positif dans le processus d'atomisation. La forme de l'entrée de l'orifice semble fortement influencer l'apparition de la cavitation et augmenter la dispersion du jet en sortie, tout en diminuant la longueur de rupture de ce dernier.

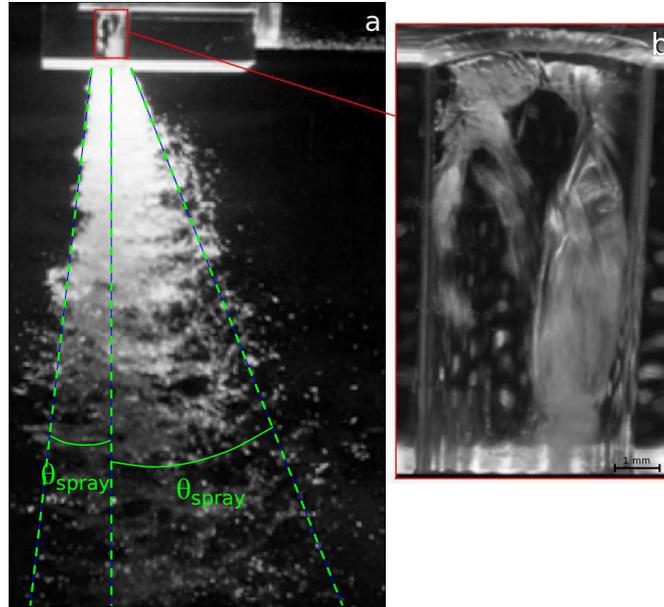
**He et Ruiz [48]** examinent les effets de la cavitation sur la turbulence dans un orifice agrandi. Les mesures de vitesses moyennes et de fluctuations les amènent à conclure que l'intensité de la turbulence derrière la zone de vapeur est 10 à 20 % plus importante que dans un écoulement non-cavitant. La zone de plus forte intensité de turbulence verticale se trouve plus près de la paroi lorsque l'écoulement est cavitant.

A basse pression d'injection, **Hiroyasu et al. [12]** observent des bulles de cavitation à l'entrée de l'orifice dues à une forte zone de recirculation. Les perturbations de ces bulles créent une intense turbulence qui perturbe la surface du jet au sortir de l'orifice, ce qui réduit la longueur de rupture  $L_{BU}$ . En augmentant la pression d'injection, la cavitation se développe, les poches de cavitation s'étirent de l'entrée à la sortie de l'orifice. Il n'y a alors plus de contact entre le liquide et la paroi (*hydraulic flip*). Le jet de sortie est étriqué et lisse. La longueur de rupture augmente et le régime d'atomisation n'est de nouveau plus observé.

**Payri et al. [49]** comparent en conditions réelles l'écoulement dans deux injecteurs *VCO*. Ces injecteurs se distinguent de par leur géométrie. L'un possède des orifices cylindriques favorisant l'apparition de la cavitation alors que le second possède des orifices coniques moins propices à la formation de cavitation. Dans le cas où la cavitation se produit, une augmentation de l'angle du spray  $\theta_{spray}$  et du coefficient de vitesse  $C_V$  est constatée. Ceci laisse présager un meilleur mélange air/carburant.

Généralement, la cavitation dans les injecteurs Diesel ne se forme pas de manière axisymétrique dans l'orifice. La formation est le plus souvent dissymétrique, à l'instar de la géométrie des buses d'injection. **Ganippa et al. [50]** observent l'influence de cette dissymétrie sur la formation du spray. Il apparaît que la distribution dissymétrique de la cavitation dans l'orifice a une importance fondamentale sur la dispersion du spray seulement si la cavitation s'effondre près de la sortie de l'orifice (super-cavitation). Un exemple de l'impact de cette dissymétrie est présenté sur la Figure 1.16. L'agrandissement 1.16b permet de visualiser la formation de cavitation le long de la moitié droite de l'orifice (zone trouble) alors que le long de la moitié gauche la cavitation s'effondre peu après l'entrée de l'orifice. On peut observer sur

la Figure 1.16a que l'angle du spray  $\theta_{\text{spray}}$  est plus important du côté où la cavitation est plus développée. L'atomisation est plus importante du côté où la cavitation atteint la sortie.



**FIGURE 1.16** – Exemple d'une dissymétrie d'un spray d'eau causée par une dissymétrie de la cavitation (Ganippa et al. [50]).

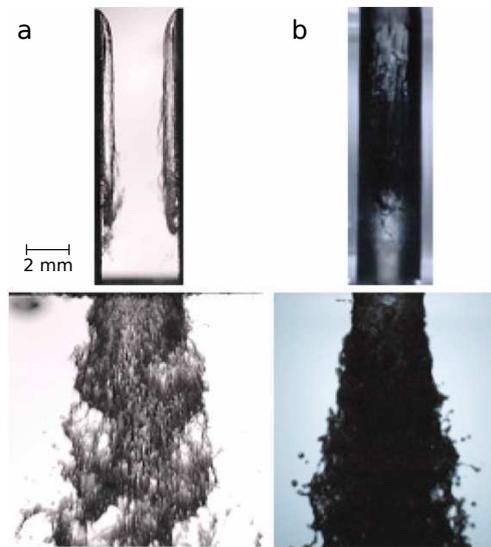
Badock *et al.* [51] observent pour leur part une fluctuation de l'angle du spray quel que soit le développement de la cavitation dans l'injecteur. D'après eux, la raison de cette fluctuation d'angle n'est pas directement liée au taux de cavitation dans l'injecteur mais elle est certainement associée à l'interaction entre la turbulence de l'écoulement et la production instationnaire de poches de cavitation.

En 2007, Sou *et al.* [27] effectuent des mesures  $LDV^3$  pour mettre en évidence la relation entre la cavitation et les niveaux de turbulence dans un orifice plan agrandi et transparent. Ils étudient l'écoulement pour différents régimes de cavitation, du développement jusqu'à la super-cavitation. Grâce à un jeu astucieux de miroirs, ils parviennent à visualiser simultanément et à haute cadence la formation de la cavitation et la formation des ligaments dans le jet. Ils mettent ainsi en évidence qu'en régime de super-cavitation, l'effondrement des nuages de cavitation près de la sortie de l'orifice produit une forte turbulence, ce qui influence la formation des ligaments. L'étude montre aussi que la formation des ligaments et l'angle du spray  $\theta_{\text{spray}}$  dépendent de la longueur normalisée de la poche de cavitation  $= L_{\text{cav}}/l$ .

Si l'effondrement de la cavitation était le mécanisme dominant de la formation des ligaments, un ligament devrait apparaître immédiatement après l'effondrement. Sou *et al.* [27] constatent bien que la formation d'un ligament est souvent précédée par l'effondrement d'une poche de cavitation. Toutefois, ils remarquent aussi que des ligaments n'apparaissent pas toujours quand

3. *Laser Doppler Velocimetry* : vélocimétrie laser Doppler.

un effondrement se produit et qu'à l'inverse, des ligaments peuvent apparaître quand il n'y a pas d'effondrement. **Sou et al.** [52] réitèrent leurs mesures sur un orifice cylindrique agrandi transparent. Ils mettent en évidence que les bulles d'un nuage de cavitation entraînées par l'écoulement implosent au niveau de la sortie de l'orifice. Cette implosion est suivie de la formation d'un ligament dans la nappe liquide à l'endroit où se trouvait précédemment le nuage dans l'écoulement. Il semble que la taille du ligament soit proportionnelle à la taille du nuage de cavitation responsable de sa formation. Néanmoins, **Sou et al.** rapportent que la formation de ligaments provoquée par un effondrement est moins observée sur l'orifice cylindrique que sur l'orifice plan. Ceci peut s'expliquer par la grande difficulté à observer un écoulement dans une configuration 3D (Figure 1.17).



**FIGURE 1.17** – *Comportement asymétrique de la cavitation dans un orifice et jet liquide résultant. a : orifice plan. b : orifice cylindrique (Sou et al. [52]).*

**Stanley et al.** [53] étudient aussi la relation entre cavitation, longueur de la poche de cavitation et turbulence dans un orifice transparent agrandi en utilisant la *PIV* et la photographie rapide. De manière générale, ils observent comme **Sou et al.** [52] que l'angle du spray est plus important quand le ré-attachement de la cavitation se fait près de la sortie. D'autre part, ils soulignent le manque de visibilité dans un orifice cylindrique.

Ces différentes études permettent d'affirmer que la cavitation dans l'injecteur dépend de la concentration de germes dans le fluide (Section 1.4.1). La cavitation est aussi liée à la géométrie de l'injecteur. Ainsi, elle s'initie le plus souvent sur le bord d'entrée abrupt des orifices. Cependant, d'autres paramètres contrôlent également l'apparition de la cavitation et son développement dans l'orifice.

### 1.4.4 Paramètres influençant la cavitation

L'étude de la cavitation dans des conditions réelles s'avère très difficile. Les vitesses qui peuvent être atteintes dans les orifices de taille réelle sont élevées (plusieurs centaines de mètres par seconde), les volumes d'étude sont très petits ( $d \approx 100-200 \mu\text{m}$  et  $l/d \approx 4$ ) et les temps d'injection sont très courts (quelques millisecondes). Aucun accès optique de l'écoulement n'est permis. Les chercheurs doivent donc faire preuve d'ingéniosité pour obtenir des informations qualitatives ou quantitatives sur l'écoulement.

Sur un injecteur agrandi, **Bergwerk [1]** constate que la pression d'injection à laquelle la cavitation apparaît dépend de la géométrie de l'orifice, notamment du rayon de courbure des bords d'entrée. Il montre aussi qu'une pression d'injection plus importante est nécessaire lorsque le rapport  $l/d$  augmente.

Peu après, **Nurick [35]** étudie la formation de la cavitation dans un orifice de grande taille. Il arrive à la même conclusion que **Bergwerk [1]**. Il précise que la valeur critique à laquelle la cavitation apparaît évolue de manière linéaire avec le rapport entre le rayon de courbure à l'entrée de l'orifice et son diamètre ( $r/d$ ).

**Chaves et al. [54]** et **Arcoumanis et al. [55]** observent quand à eux des structures de cavitation dans des maquettes d'injecteur de grande taille et dans des injecteurs de taille réelle. Dans les maquettes d'injecteur de grande taille, les structures sont semblables à une émulsion alors que des poches de vapeur continues sont observées dans les injecteurs de taille réelle. Les effets d'échelle ont donc une grande influence sur les phénomènes de cavitation. Ainsi, si les études conduites sur des orifices de grande taille permettent d'apporter des informations précieuses, elles ne sont pas représentatives de l'écoulement dans un injecteur automobile réel.

Une des premières difficultés rencontrées pour mener à bien les études sur des configurations réelles est de connaître précisément la géométrie interne des orifices. Les mesures optiques sont limitées à cause du manque d'accessibilité et les mesures destructives comme le meulage apportent une information peu précise du fait des inévitables déformations dues à l'usinage. **Macian et al. [56]** utilisent un silicone spécial avec un très faible retrait et une très faible adhérence pour modeler la géométrie interne de la buse d'un injecteur *VCO* à six trous. Une fois extrait, le moule (Figure 1.18) est recouvert d'un film d'or très fin (10 nm) pour être ensuite observé au microscope électronique à balayage. Les images (Figure 1.18) sont par la suite traitées par un logiciel de CAO<sup>4</sup> afin d'obtenir les dimensions des orifices. **Macian et al.** rapportent une erreur de mesure inférieure à 1 % par rapport à un orifice réel. Ce résultat reste inférieur à l'erreur de reproductibilité lors de la fabrication des buses.

Numériquement, **Dabiri et al. [20]** retrouvent le comportement rapporté par **Bergwerk [1]** et **Nurick [35]**. Qu'il soit basé sur le critère de **Bergwerk** (Équation 1.11) ou sur celui de **Joseph** (Équation 1.20), le seuil critique auquel apparaît la cavitation est plus important lorsque le rapport  $l/d$  augmente. **Dabiri et al.** étudient aussi l'influence du rayon de courbure du bord d'entrée de l'orifice. Le seuil critique augmente avec le rapport  $r/d$ . Plus le rayon de courbure est

---

4. CAO : Conception Assistée par Ordinateur.

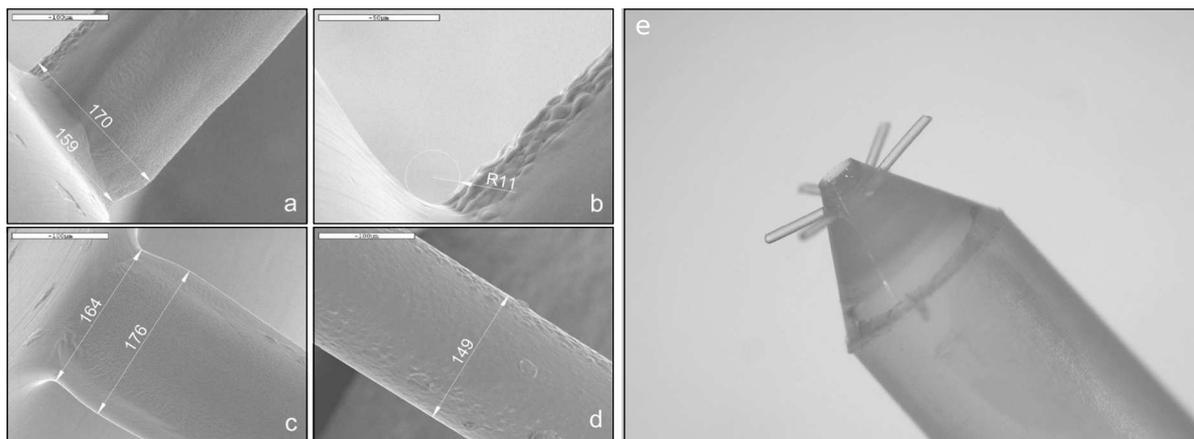


FIGURE 1.18 – *a, b, c et d : exemples de mesure. e : moule extrait. (Macian et al. [56]).*

important, moins la chute de pression et l'augmentation de la vitesse à l'entrée de l'orifice sont rapides.

En utilisant le critère de **Joseph [18]**, **Funada et al. [39]** modélisent un écoulement au travers d'une ouverture dans une plaque plane. Ils trouvent que la cavitation naît toujours sur les bords de l'entrée. La région où la cavitation apparaît dépend du nombre de Reynolds  $Re$  et du nombre de cavitation  $K$ . La zone de cavitation est étendue si le nombre de Reynolds  $Re$  est petit et si le nombre de cavitation  $K$  est grand. La cavitation se trouve confinée dans de toutes petites régions près des arêtes de l'ouverture quand le nombre de Reynolds  $Re$  est plus grand et le nombre de cavitation  $K$  plus petit.

**Schmidt et al. [57]** étudient numériquement l'influence de plusieurs paramètres comme la longueur  $l$  de l'orifice, l'angle d'entrée  $\phi$  et le rayon de courbure  $r$ . Ils concluent que l'angle d'entrée  $\phi$  et le rayon de courbure  $r$  prennent une place importante dans le phénomène de cavitation. En régime de super-cavitation, leurs calculs montrent que la quantité de mouvement et le coefficient de décharge  $C_D$  sont plus grands pour des rayons de courbure importants et un angle d'inclinaison faible. **Macian et al. [36]** font remarquer que ces calculs sont réalisés uniquement sur des cas axisymétriques qui sont peu probables dans une configuration réelle. Ils précisent que les angles d'inclinaison des orifices ne sont pas vraiment représentatifs de ceux d'un injecteur réel. Enfin, les effets tridimensionnels possibles ne sont pas traités. Ce travail a toutefois le mérite de présenter une première évaluation des paramètres géométriques influençant l'évolution de la cavitation dans l'orifice.

**Macian et al.** utilisent le code  $CFD^5$  commercial *Fluent* pour analyser l'influence de la géométrie de l'orifice sur l'écoulement interne dans des conditions réelles de fonctionnement d'un système d'injection Diesel. Les calculs sont réalisés sans modélisation de la cavitation. **Macian et al.** constatent que le modèle de turbulence choisi a peu d'influence sur le coefficient de décharge  $C_D$  et que le modèle le plus récent (Spalart-Allmaras) ne donne pas forcément les meilleurs

5. *Computational Fluid Dynamics* : mécanique des fluides numérique.

résultats. Il apparaît aussi que l'inclinaison de l'orifice a peu d'influence sur le débit massique  $\dot{m}$  et que les calculs 3D surestiment légèrement  $\dot{m}$  par rapport à l'expérimental. **Macian et al.** montrent aussi que l'hypothèse d'un écoulement axisymétrique dans l'orifice est une bonne approche pour étudier l'apparition de la cavitation dans des conditions réelles. Ils confirment que la conicité de l'orifice et le rayon de courbure de l'entrée de l'orifice ont une influence majeure sur les conditions de cavitation. Ils montrent toutefois que le diamètre de sortie est lui aussi un paramètre important à prendre en compte. Lorsque les diamètres sont petits, la cavitation apparaît pour des nombres de cavitation  $K_N$  plus grands. Ce comportement est capital et doit être pris en compte par les équipementiers automobiles qui continuent à diminuer le diamètre des orifices. Enfin, les données expérimentales et numériques de **Macian et al.** montrent que la pression d'injection influence le nombre de cavitation critique. Or, le nombre de Reynolds  $Re$  augmente avec la pression d'injection. **Macian et al.** supposent donc que l'apparition de la cavitation dépend du niveau de turbulence de l'écoulement. En outre, le nombre de cavitation critique ne dépend pas exclusivement des paramètres géométriques de l'injecteur. Il est ainsi nécessaire de définir un paramètre de condition critique de cavitation plus complet.

**Payri et al.** [58] comparent deux orifices avec des géométries différentes. L'un est cylindrique, l'autre conique. Les conditions critiques de cavitation sont détectées de la même manière que dans l'étude de **Nurick** [35]. Les auteurs montrent que la cavitation n'apparaît pas pour l'orifice convergent même pour des pressions d'injection élevées. Les calculs numériques semblent expliquer ceci par une accélération plus progressive et un changement moins abrupt de l'écoulement à l'entrée de l'orifice. Concernant l'orifice, l'étude montre également que la quantité de mouvement ne diminue pas en régime cavitant et reste proportionnelle à la différence de pression  $\Delta p$ . **Payri et al.** [58] déduisent de ce résultat que la diminution de quantité de mouvement par un plus faible débit massique est compensée par une plus petite force de cisaillement à la paroi liée à l'existence d'un film de vapeur entre la phase liquide et la paroi. La vitesse de sortie augmente quand la cavitation apparaît. Cette augmentation est expliquée par la réduction de la section de liquide et s'accompagne de l'effondrement du débit massique.

Parmi les nombreux paramètres géométriques de l'orifice, il apparaît donc que le rayon de courbure de l'entrée et la conicité pilotent fortement le phénomène de cavitation. Toutefois, il est également légitime de s'interroger sur l'influence que pourrait avoir l'état de surface des orifices sur la cavitation. En effet, la rugosité peut modifier l'écoulement (régime de turbulence) et des scénarios de piégeage de bulle ou d'accroche de poches de cavitation sont aussi envisageables. À ce jour, seules peu d'études se sont penchées sur l'influence que pourrait avoir l'état de surface sur la formation et le développement de la cavitation.

Dans un canal, **Stutz** [59] s'intéresse à l'évolution d'une poche de cavitation accrochée à une paroi. La surface de cette dernière est interchangeable et peut être lisse, rugueuse ou striée, bien qu'aucune caractérisation de surface ne soit donnée dans l'étude. La surface striée a des rainures triangulaires d'une profondeur de 0,5 mm et d'une largeur de 1 mm, espacées de 2 mm. Les dimensions et la vitesse mises en jeu sont assez éloignées des conditions de l'injection diesel. La hauteur du canal est d'environ 40 mm. Les vitesses de l'écoulement atteignent quelques dizaines

de mètres par seconde. **Stutz** effectue des mesures à l'aide d'une double sonde optique. Il conclut que les effets de la rugosité sont réduits par la présence d'une grande quantité de bulles et que la rugosité n'a pas d'influence significative sur l'écoulement.

Pourtant, de nombreuses études semblent montrer que la rugosité influence la cavitation. **Chang et al. [60]** utilisent un injecteur de grande taille en acrylique. L'entrée de l'orifice est abrasée au moyen d'un papier de verre. L'expérience est répétée avec des tailles de grain différentes. Les auteurs montrent que la rugosité de la surface affecte la pression à laquelle la cavitation apparaît, mais ils modèrent leurs résultats en faisant remarquer que des bavures dues au ponçage à l'entrée des orifices peuvent perturber l'écoulement.

**Badock et al. [61]** observent que la qualité d'usinage de l'orifice conduit à une formation plus ou moins développée de la cavitation. Cette qualité d'usinage peut être contrôlée par un procédé utilisant un fluide abrasif (*AFM*<sup>6</sup>). À faible débit, l'irrégularité de la paroi conduit à la formation de poches de cavitation très développées (super-cavitation) alors que dans les mêmes conditions de pression un injecteur lisse n'entraîne qu'une très petite formation de cavitation.

**Jung et al. [62]** étudient eux aussi l'effet du procédé d'*AFM* sur des injecteurs Diesel. Ils notent que cette technique modifie aussi les caractéristiques géométriques initiales, notamment le diamètre moyen  $d$  de l'orifice ainsi que son rayon de courbure d'entrée  $r$ , expliquant l'amélioration constatée du coefficient de décharge  $C_D$ . Toutefois, leurs observations montrent également une augmentation de la longueur de rupture  $L_{BU}$  et une diminution de l'entraînement de l'air, ce qui laisse présager une combustion moins optimisée.

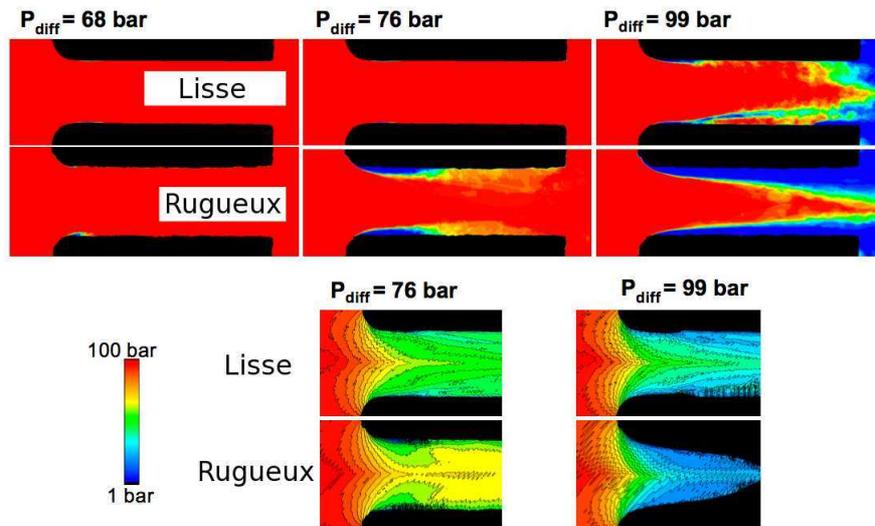
**Winklhofer et al. [45]** comparent deux orifices 2D géométriquement équivalents mais de rugosités différentes (un lisse et un rugueux). Aucune caractérisation de surface n'est présentée dans leur étude et leur comparaison reste qualitative. **Winklhofer et al.** remarquent des conditions critiques de cavitation plus faibles dans le cas où l'orifice rugueux est utilisé (Figure 1.19). Toutefois, il est à noter que des imperfections du canal rugueux sont présentes de manière exagérée dès le début du rayon de courbure. Cette zone du canal étant connue pour être sensible au déclenchement de la cavitation, il est légitime de se demander quelle peut être l'importance réelle de ces défauts très localisés sur la cavitation.

En 2011, **Echouchene et al. [63]** réalisent des simulations en *RANS*<sup>7</sup> stationnaire dans un orifice axisymétrique. Ils utilisent le modèle de **Singhal et al. [64]** pour résoudre l'écoulement cavitant. En modifiant la loi de paroi, ils font varier la rugosité à la paroi. Pour des faibles pressions d'injection, ils constatent une diminution du coefficient de décharge  $C_D$  lorsque la hauteur des aspérités augmente. Cette influence semble négligeable à plus fortes pressions d'injection. **Echouchene et al.** constatent aussi un effet de la rugosité sur la formation de vapeur. Cette dernière serait moins importante pour des parois rugueuses. Ce résultat est en contradiction avec les études expérimentales existantes ([61, 45]).

---

6. *Abrasive Flow Machining* : usinage par extrusion de pâte abrasive. Ce procédé est depuis récemment utilisé dans l'industrie automobile afin d'obtenir une certaine qualité de finition dans les injecteurs. La pâte abrasive élimine les bavures et lisse les parois internes.

7. *Reynolds Averaged Navier-Stokes*.



**FIGURE 1.19** – Probabilité de présence de cavitation et champ de pression dans un orifice lisse et rugueux (*Winkhlofer et al. [45]*).

Ces différentes études ne permettent pas de se prononcer sur l'influence réelle de l'état de surface des parois de l'orifice sur la cavitation. Alors que certaines montrent que l'état de surface semble clairement favoriser la cavitation ([45]), d'autres sont plus réservées ([59]). Il convient toutefois de noter que dans ces différentes études, aucune caractérisation précise de l'état de surface n'est rapportée. Par ailleurs, la modification de l'état de surface se fait le plus souvent au moyen de procédés d'abrasion qui sont difficiles à maîtriser. Le procédé d'abrasion *AFM* modifie simultanément la rugosité à l'entrée et dans l'orifice tout en augmentant le diamètre de ce dernier. Or, pour étudier expérimentalement l'influence de l'état de surface sur la cavitation dans un orifice, il est certes nécessaire de pouvoir caractériser la rugosité mais aussi de maîtriser l'état de surface. La texturation de surface par laser femtoseconde apparaît être une solution envisageable pour parvenir à cette maîtrise.

## 1.5 Texturation d'une surface

L'influence des états de surface sur l'apparition et le développement de la cavitation dans les injecteurs est une question ouverte. Pour mettre en évidence cette influence expérimentalement, il est avant tout nécessaire de maîtriser les états de surface, tant lors du façonnage des parois de l'orifice que lors de leur caractérisation. Ceci semble possible à l'aide d'un micro-usinage laser en régime femtoseconde et d'appareils de mesures performants.

## 1.5.1 États de surface

### 1.5.1.1 Généralités sur la rugosité

Quelle que soit la méthode d'usinage utilisée (fraisage, perçage, électroérosion...), une pièce mécanique ne peut être parfaitement lisse. Si des méthodes de superfinition permettent d'obtenir des états de surface avec un  $R_a$  (paramètre moyen de rugosité défini Section 1.5.1.2) proche de  $0,025 \mu\text{m}$ , des imperfections subsistent.

La norme NF E 05-515 distingue six ordres de défaut de surface, du plus grand au plus petit :

- 1 - écart de forme (échelle macroscopique) : défaut de planéité, de rectitude ou de circularité,
- 2 - ondulation (échelle macroscopique) : l'écart entre les crêtes est compris entre  $0,5$  et  $2,5 \text{ mm}$ ,
- 3 - stries et sillons (défauts périodiques ou pseudo-périodiques, échelle microscopique) : l'écart entre les crêtes est inférieur ou égal à  $0,5 \text{ mm}$ ,
- 4 - défauts localisés (échelle microscopique) : marque d'outil, arrachement, fente ou piquûre,
- 5 - structure cristalline (échelle mésoscopique),
- 6 - réseau cristallin (échelle nanoscopique).

La rugosité appartient aux défauts d'ordre 3 et 4. Elle peut apparaître sous la forme de stries régulières causées par les outils de coupe ou d'irrégularités, parfois accidentelles, dues à des arrachements de matière.

### 1.5.1.2 Profil de rugosité

Il est possible de caractériser la rugosité d'une surface grâce à un certain nombre de paramètres. Les plus utilisés (Figure 1.20) sont :

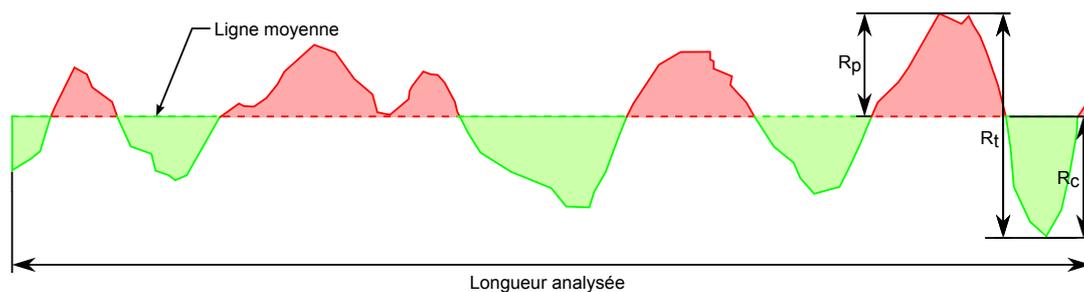


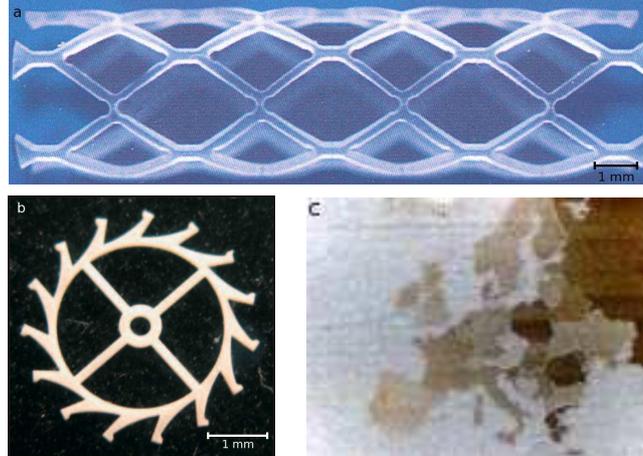
FIGURE 1.20 – Schéma d'un profil de rugosité.

- $R_p$  : pic maximal observé sur la longueur analysée par rapport à la ligne moyenne.
- $R_c$  : creux maximal observé sur la longueur analysée par rapport à la ligne moyenne.
- $R_t$  : rugosité totale. Elle correspond à la somme du pic maximal et du creux maximal observés sur la longueur analysée.  $R_t = R_p + R_c$ .
- $R_a$  : écart moyen arithmétique des distances entre pics et creux successifs. Ce paramètre moyen permet de donner une indication générale sur l'ensemble de la surface. Il est par conséquent le plus fréquemment utilisé.

Différents appareils (profilomètre, *AFM*<sup>8</sup>...) permettent d'effectuer des mesures de l'état de surface avec chacun leur gamme de mesure. D'autres appareils comme le MEB<sup>9</sup> permettent de visualiser à de forts grossissements l'état de surface. Ces appareils seront présentés de manière plus détaillée dans la Section 2.3.4.

### 1.5.2 Micro-usinage par laser femtoseconde

Ces dernières années, l'utilisation de la technologie laser pour le soudage et l'usinage des matériaux n'a cessé de croître. Cette technologie a longtemps été utilisée en mode continu. L'utilisation des lasers en mode pulsé, avec des impulsions ultra-brèves (quelques dizaines de femtosecondes), ouvre de nouvelles perspectives d'usinage. Qu'il soit utilisé pour le marquage à des fins de traçabilité, pour améliorer les caractéristiques topographiques d'un matériau ou bien encore pour usiner des pièces mécaniques à l'échelle micrométrique, le laser en régime femtoseconde s'est répandu dans des domaines d'application divers et variés (Figure 1.21). Le micro-usinage laser peut par ailleurs être utilisé sur une grande plage de matériaux allant des métaux aux céramiques en passant par le verre, les polymères ou encore les semi-conducteurs. Ces matériaux réagissent différemment à l'interaction avec un laser. L'usinage par laser femtoseconde est très précis (de l'ordre du micromètre), sans bavure et avec une zone affectée thermiquement (ZAT) très réduite.



**FIGURE 1.21** – Exemple de micro-usinage par laser femtoseconde (*Impulsion S.A.S*). a : stent en polymère résorbable. b : micro roue en alumine. c : carte de l'Europe (6 mm).

Dans une impulsion laser ultra-brève, l'énergie est concentrée sur une très courte période. À quantité d'énergie équivalente, la puissance délivrée au matériau est d'autant plus élevée que l'impulsion est brève. Une durée d'impulsion de quelques dizaines de femtosecondes est suffisante

8. *Atomic Force Microscope* : microscope à force atomique.

9. Microscope Électronique à Balayage.

pour ablater n'importe quel matériau. Par exemple, la puissance instantanée d'une impulsion de 100 fs et 1 mJ est de 10 GW. En focalisant une telle impulsion, une densité de puissance supérieure à  $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup> peut être aisément atteinte.

Le comportement de la matière durant l'interaction laser/matière est un phénomène complexe, qui fait l'objet de nombreuses études, et les mécanismes mis en jeu ne sont pas encore totalement compris. Différents modèles s'affrontent pour tenter de décrire cette interaction. Les différents modèles et la description de l'interaction n'entrent pas dans le cadre du présent travail mais il convient de noter leur importance dans la recherche d'un meilleur contrôle de l'état de surface.

### 1.5.3 Résultat de l'interaction laser/matière en régime femtoseconde

Lors de l'irradiation laser d'un échantillon donné, la surface de ce dernier réagit différemment en fonction de la quantité d'énergie qu'elle reçoit. Dans certains cas, à faible fluence<sup>10</sup>, seule une modification en surface se produit alors qu'à plus forte fluence une quantité assez importante de matière est arrachée de l'échantillon. Pour des conditions d'expérimentation définies, il existe une valeur particulière de la fluence au-delà de laquelle la matière est ablatée d'un échantillon. Cette valeur est le seuil d'ablation du matériau.

Déterminer cette valeur n'est pas chose triviale. Une méthode possible est présentée par **Wang et al.** [65]. Cette méthode permet en outre de prédire la dimension de la zone affectée par une impulsion dont la fluence est supérieure au seuil.

#### 1.5.3.1 Exemples de modifications surfaciques d'un échantillon

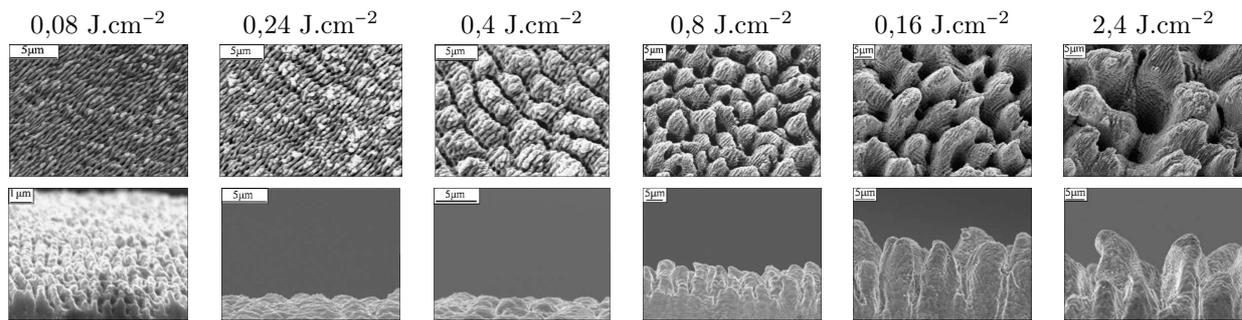
**Wu et al.** [66] étudient l'évolution de la propriété hydrophobique de l'acier inox ayant subi le bombardement d'un faisceau laser en régime femtoseconde. L'hydrophobie d'un matériau est directement liée à son état de surface. Les échantillons ont au préalable été polis mécaniquement et nettoyés au bain ultra-sonique. **Wu et al.** utilisent un laser titane-saphir produisant des impulsions d'une longueur d'onde de 800 nm et d'une durée de 130 fs avec une fréquence de tirs de 1 kHz. Ils focalisent le faisceau laser perpendiculairement aux échantillons en un spot de 180 µm de diamètre et fixent la vitesse de balayage des échantillons à 1 mm.s<sup>-1</sup>. L'irradiation laser des surfaces est effectuée sous vide. En faisant varier la fluence du laser, **Wu et al.** constatent une évolution de l'état de surface des échantillons (Figure 1.22).

Ils remarquent qu'à faible fluence (0,08 J.cm<sup>-2</sup>) des *LIPSS*<sup>11</sup> apparaissent à la surface de l'échantillon. Lorsque la fluence augmente (0,24 J.cm<sup>-2</sup> à 0,4 J.cm<sup>-2</sup>), des ondulations se forment. Ces ondulations sont recouvertes de *LIPSS*. À plus forte fluence encore (0,8 J.cm<sup>-2</sup> à 2,4 J.cm<sup>-2</sup>), les ondulations sont remplacées par des cônes, eux aussi recouverts de *LIPSS*.

---

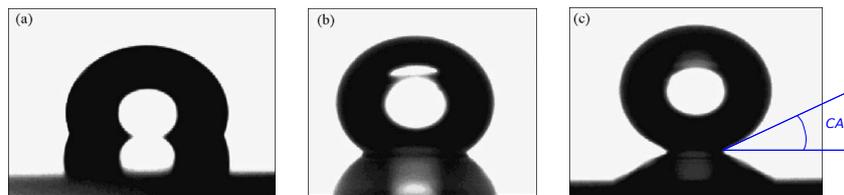
10. Énergie de l'impulsion laser par unité de surface (J.cm<sup>-2</sup>).

11. *Laser-Induced Periodic Surface Structures* : structures périodiques de surface induites par laser.



**FIGURE 1.22** – Influence de la fluence sur l'état de surface. Échantillons d'acier inox visionnés au MEB (Wu et al. [66]). Haut : vue du dessus. Bas : vue de profil.

L'effet de double échelle de rugosité accroît considérablement le pouvoir hydrophobe des échantillons comme l'atteste la Figure 1.23. L'angle de contact  $CA$  entre la surface et la goutte d'eau est plus important lorsque la surface est recouverte de LIPSS (Figure 1.22b). Cet écart est encore plus notable avec un état de surface présentant des structures à double échelle (Figure 1.22c).



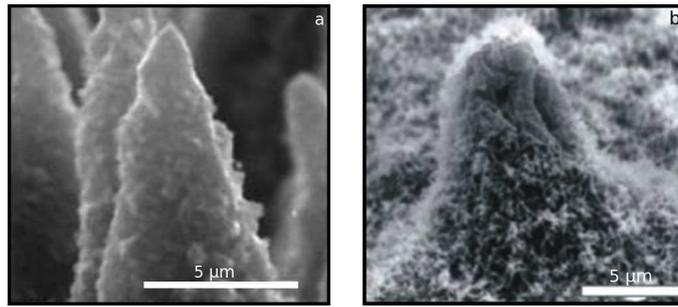
**FIGURE 1.23** – Photographies d'une goutte d'eau sur un échantillon d'acier inox (Wu et al. [66]). a : surface lisse ( $113,0^\circ \pm 0,9^\circ$ ). b : surface avec des LIPSS ( $150,3^\circ \pm 1,3^\circ$ ). c : surface avec des structures à double échelle ( $166,3^\circ \pm 1,1^\circ$ ).

Un résultat similaire est obtenu par Zorba et al. [67] avec un échantillon de silicone. Zorba et al. utilisent un laser titane-saphir délivrant des impulsions de 180 fs à une cadence de 1 kHz. Après irradiation de l'échantillon de silicone, l'observation au MEB révèle des structures très ressemblantes aux structures qui apparaissent à la surface des feuilles de Lotus (Figure 1.24) dont la propriété hydrophobe est bien connue (Barthlott et Neinhuis [68]).

Ces études montrent qu'il est possible de modifier la surface d'un échantillon en irradiant cette dernière par des impulsions laser ultra-brèves. Toutefois, cette modification se fait de manière incontrôlée. Qu'en est-il de l'ablation de matière par cette même technique laser ?

### 1.5.3.2 Ablation de matière en régime femtoseconde

L'ablation de matière par impulsion laser en régime femtoseconde n'a pas encore livré tous ses secrets. Beaucoup d'investigations sont encore à mener dans ce domaine. Les utilisateurs de



**FIGURE 1.24** – Photographie au MEB de micro-structures (**Zorba et al. [67]**). a : échantillon de silicone irradié à une fluence de  $2,25 \text{ J.cm}^{-2}$ . b : feuille de Lotus.

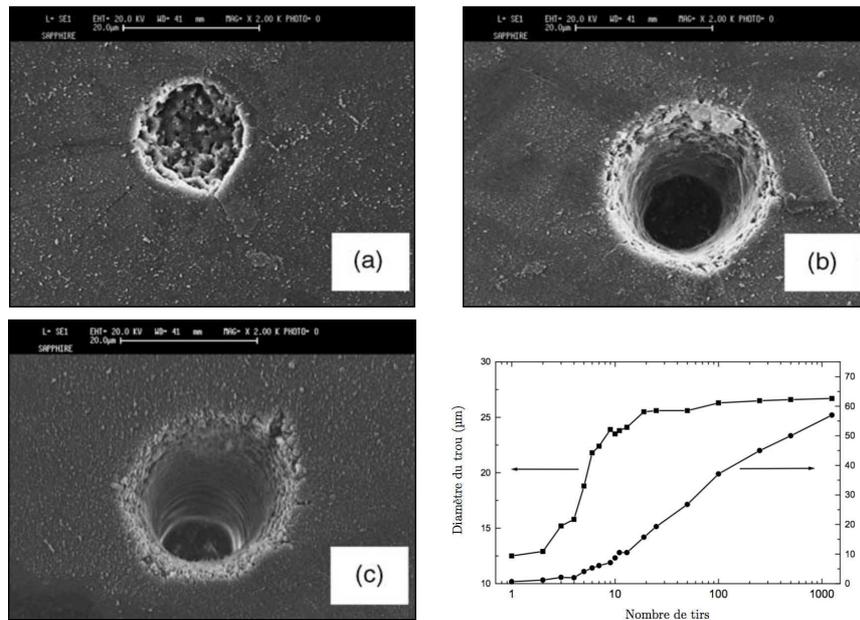
lasers sont toutefois capables d'obtenir des résultats proches de leurs attentes en choisissant des paramètres *ad hoc* tels que la fluence ou la fréquence de répétition.

**Wang et al. [65]** utilisent un laser femtoseconde titane-saphir de 800 mW (1 kHz) produisant des impulsions d'une longueur d'onde de 775 nm et d'une durée de 150 fs avec une fréquence de tir pouvant atteindre 1 kHz. Ils focalisent le faisceau laser sur un échantillon de saphir en un spot de 30  $\mu\text{m}$  de diamètre. En faisant varier la fluence et le nombre de tirs, ils étudient le comportement de l'échantillon irradié par le laser. La Figure 1.25 montre que la profondeur de matière ablatée augmente avec le nombre de tirs. Le diamètre du trou, quant à lui, augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale après un certain nombre de tirs. Le diamètre final du trou est plus petit que le spot formé sur l'échantillon.

L'épaisseur de matière usinée à chaque tir laser est très petite (quelques dizaines de nanomètres). L'optimisation du temps d'usinage est un facteur clé pour l'industrie. Cette optimisation passe par une bonne connaissance des paramètres pilotant le micro-usinage. **Bruneel et al. [69]** rappellent ces paramètres et en déduisent un temps d'usinage. Ils comparent ensuite le temps d'usinage calculé au temps d'usinage expérimentalement obtenu pour des échantillons de cuivre et d'acier inox. Les temps sont en plus grand accord pour le métal noble (cuivre) que pour l'alliage (acier inox). Néanmoins, dans les deux cas les temps calculés sont assez proches des temps effectivement mis par le laser pour usiner la matière.

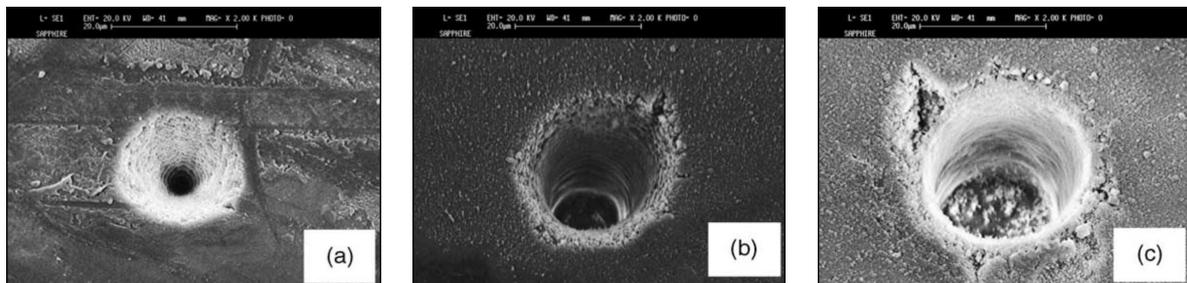
D'après **Colombier et al. [70]**, il semble que pour chaque matériau, il existe une gamme de fluence permettant d'obtenir une bonne qualité d'usinage. Au delà de la gamme optimale, une grande partie de l'énergie n'est pas utilisée pour l'ablation et se dissipe dans le matériau. La dissipation affecte la qualité de l'usinage.

**Wang et al. [65]** ont déjà remarqué ce comportement sur du saphir. La Figure 1.26 compare le résultat obtenu avec trois fluences différentes sur un échantillon de saphir irradié par 250 tirs. Quand la fluence augmente, le diamètre et la profondeur du trou augmentent également. Lorsque la fluence devient trop importante par rapport au seuil d'ablation du matériau, des fissures apparaissent à la périphérie du trou (Figure 1.26c). En revanche, pour une fluence plus modérée (Figure 1.26b) aucune fissure ni aucun débris n'est observé autour du trou. Une gamme de fluence



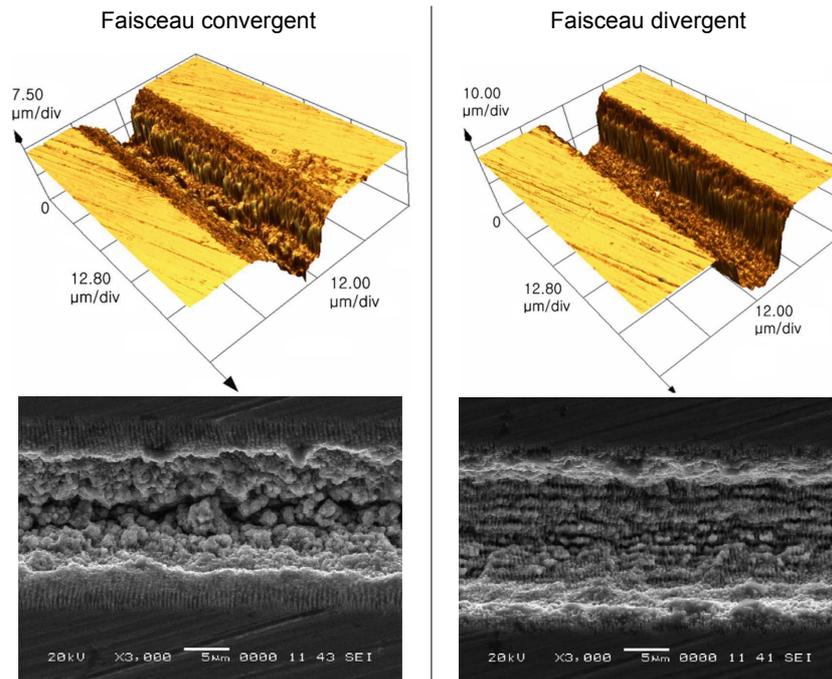
**FIGURE 1.25** – Influence du nombre de tirs sur la profondeur et le diamètre d'un trou. Échantillon de saphir visionné au MEB (*Wang et al. [65]*). Fluence :  $4,38 \text{ J.cm}^{-2}$ . a : 5 tirs. b : 50 tirs. c : 250 tirs.

avoisinant les  $4,38 \text{ J.cm}^{-2}$  semble ainsi apporter la meilleure qualité d'usinage du saphir dans les conditions d'expérimentation fixées par *Wang et al.*

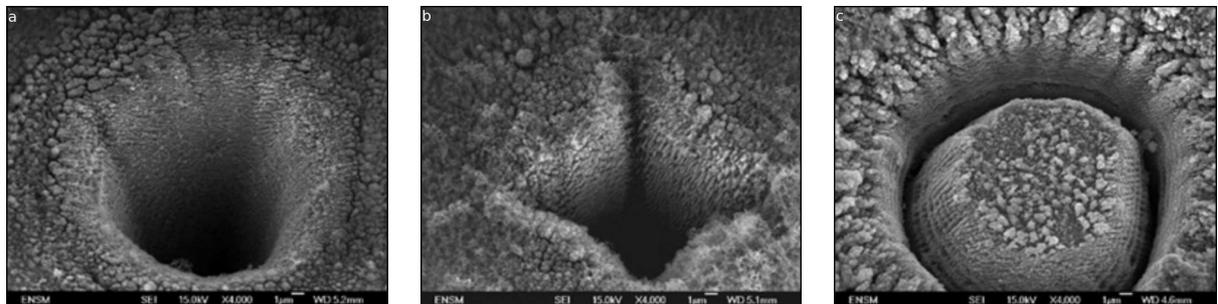


**FIGURE 1.26** – Influence de la fluence sur la qualité d'usinage. Échantillon de saphir visionné au MEB (*Wang et al. [65]*). a :  $0,89 \text{ J.cm}^{-2}$ . b :  $4,38 \text{ J.cm}^{-2}$ . c :  $8,89 \text{ J.cm}^{-2}$ .

Dans le processus d'ablation femtoseconde, la distance entre le point de focalisation de la lentille et l'échantillon est un paramètre essentiel pour définir la forme et la morphologie de la texturation. *Wang et al. [71]* comparent la texturation d'un échantillon d'acier pour deux distances différentes. Dans un cas le faisceau incident est convergent et dans l'autre il est divergent. Dans les deux cas, l'ablation obtenue a une morphologie de texturation différente (Figure 1.27). L'empreinte laissée par le faisceau convergent a une forme de « V » alors que celle obtenue avec le faisceau divergent est en forme de « U ».



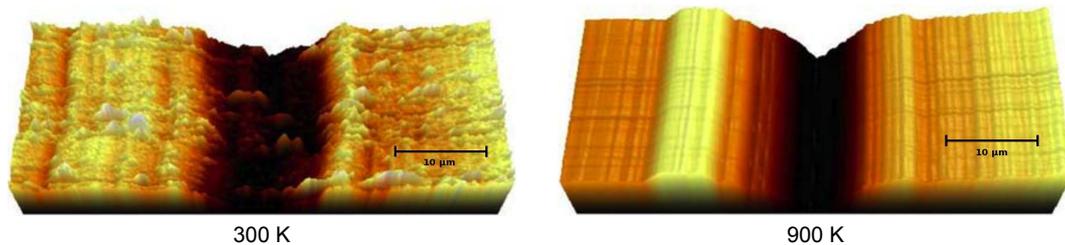
**FIGURE 1.27** – Images au microscope confocal à balayage laser (haut) et MEB (bas) d'échantillons texturés par un faisceau convergent et divergent (**Wang et al. [71]**).



**FIGURE 1.28** – Images au MEB du micro-usinage au laser femtoseconde d'un acier inox en utilisant des profils d'intensité différents (**Sanner et al. [72]**). a : cercle top-hat. b : carré top-hat. c : beignet. Pour chaque motif,  $5 \cdot 10^4$  tirs de 130 fs ont été effectués à  $1,5 \mu\text{J}$  et à une fréquence de 100 kHz. Profondeur  $\approx 15 \mu\text{m}$ .

Par ailleurs, une conséquence directe d'une très faible zone thermiquement affectée est la proximité entre le profil de la zone travaillée et le profil de distribution d'intensité du spot focalisé sur le matériau. En modifiant cette distribution d'intensité, **Sanner et al. [72]** réussissent à imprimer différentes formes de micro-structures dans de l'acier inox (Figure 1.28). Pour ce faire, ils utilisent un laser titane-saphir (800 nm) pouvant délivrer  $4 \mu\text{J}$  sur 130 fs à une fréquence pouvant atteindre 100 kHz. La mise en forme spatiale d'un faisceau au point focal d'une lentille

est réalisée à l'aide d'un système d'optique adaptative. Ce dispositif est basé sur un modulateur de front d'ondes à cristaux liquides, utilisé comme lame de phase programmable de haute résolution. Par modulation contrôlée de la phase spatiale, une mise en forme programmable de tache focale est réalisée.



**FIGURE 1.29** – Images au microscope à force électronique d'une ablation sur de l'acier à deux températures différentes et avec une fluence de  $2 \text{ J.cm}^{-2}$  (Yahng et al. [73]).

Les caractéristiques du faisceau laser semblent être un paramètre clé dans la maîtrise de l'état de surface et de la texturation de la matière. Toutefois, d'autres éléments, indépendants du laser, peuvent également impacter la réaction de la matière avec le laser. Par exemple, la température de l'échantillon influence la qualité de l'usinage. Lorsque le matériau à texturer est chauffé, un meilleur état de surface est obtenu lors de l'ablation, comme le montre la Figure 1.29. La rugosité de surface diminue et le rendement d'ablation augmente.

Si les mécanismes d'interaction entre la matière et un laser en régime femtoseconde ne sont pas parfaitement connus à ce jour, le laser femtoseconde n'en reste pas moins un outil très intéressant pour façonner de manière précise l'état de surface d'un matériau. Son application reste toutefois réservée à des volumes d'usinage petits et à des surfaces facilement accessibles. Utiliser un laser femtoseconde sur la surface interne d'un orifice cylindrique ne semble pas réalisable pour des raisons d'accès. En revanche, utiliser un laser femtoseconde sur un orifice modèle de géométrie simplifiée doit permettre d'étudier l'influence de la rugosité sur l'écoulement et plus particulièrement sur l'évolution de la cavitation.



---

## Chapitre 2

# Conception du banc expérimental et présentation des méthodes de visualisation

L'étude de l'écoulement interne d'un injecteur diesel dans les conditions réelles d'injection est très compliquée pour plusieurs raisons. En premier lieu, les petites dimensions des buses d'injection (de l'ordre de la centaine de micromètres) interdisent toute introduction de sondes ou capteurs de mesure. Ensuite, abstraction faite des techniques de radiologie [44], compliquées à mettre en place et ne permettant pas d'obtenir des images de qualité suffisante, les accès optiques sont rendus impossibles par la matière opaque constitutive des injecteurs. Enfin, les pressions élevées (2 000 bar sur les dernières générations d'injecteurs piézoélectriques) et les grandes vitesses d'écoulement engendrées dans les buses compliquent la conception des injecteurs de recherche et leur étude. Par ailleurs, dans le travail présenté ici, le montage des buses doit permettre d'étudier l'influence de l'état de surface sur la formation de la cavitation ; ceci implique de pouvoir définir et caractériser l'état de surface des buses.

Afin d'étudier l'écoulement dans les buses expérimentales, différentes méthodes optiques peuvent être utilisées. Leur mise au point est rendue délicate du fait des petites dimensions des buses et des vitesses importantes de l'écoulement. Il est par ailleurs nécessaire de travailler avec des buses transparentes.

Dans le cadre de cette étude, l'orifice de décharge doit être accessible optiquement et son état de surface doit être contrôlé, d'où la nécessité d'une configuration 2D. Ce canal permettra d'obtenir des visualisations facilement comparables aux résultats numériques. Enfin, un écoulement permanent avec des pressions plus faibles (de l'ordre de 60 bar) que la configuration réelle d'injection est choisi de manière à étudier l'écoulement en régime stationnaire.

---

## 2.1 Réalisation du circuit hydraulique

Le circuit alimentant la buse expérimentale est schématisé sur la Figure 2.1. Il est constitué d'une pompe volumétrique haute pression (P.H.A CAT 3CP1130) (1) assurant un débit constant de  $300 \text{ l.h}^{-1}$ . La hauteur maximale de pompe est de 150 bar. L'ensemble est sécurisé par un circuit secondaire de décharge (4) équipé d'une soupape (3) tarée à 150 bar. Un ballon anti-pulsatoire (2) est monté en sortie de pompe afin de limiter les fluctuations de pression. Le débit  $Q_v$  et la pression en amont de la buse  $p_{amont}$  sont contrôlés par un bypass (5). La pression aval  $p_{aval}$  est réglée à l'aide d'une vanne de fin réglage (11). La température du fluide est régulée par un échangeur à air (12). Avant de retourner au réservoir (14), le fluide est filtré (13) à  $10 \mu\text{m}$  (pour des raisons pratiques d'intégration, le filtre est placé avant le réservoir).

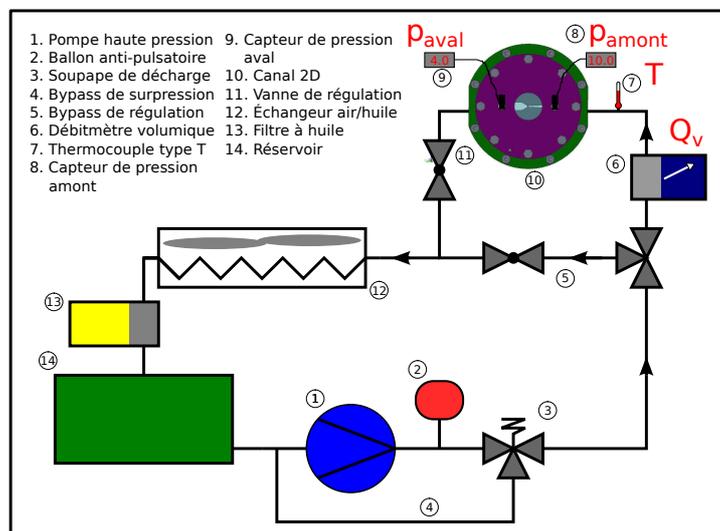


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du circuit hydraulique d'alimentation de la buse.

Le fluide utilisé est une huile de calibration Shell V-Oel 1404 pour injecteur diesel répondant à la norme ISO 4113 (propriétés physiques proches de celles du diesel). Différentes caractéristiques du fluide ont été mesurées par les partenaires du projet NADIA-bio. Les principales sont résumées sur les Figures 2.2, 2.3 et 2.4 pour différentes pressions et températures. Les mesures de pression de vapeur saturante obtenues sur une huile dégazée font apparaître des valeurs bien inférieures à celles mesurées par **Rodriguez-Anton et al.** [29].

Le circuit hydraulique est instrumenté. Deux capteurs de pression (8) et (9), placés à 40 mm en amont et en aval de la buse permettent de mesurer les pressions absolues  $p_{amont}$  et  $p_{aval}$  avec une précision de  $\pm 0,4$  bar. Un débitmètre à section variable (Swagelok, VAF-M3) (6) est utilisé pour mesurer le débit. La précision de mesure avancée par le constructeur est présentée sur la Figure 2.5. Pour les débits les plus faibles, le débitmètre perd en précision de mesure. D'autre part, le débitmètre étant de type volumétrique, il est étalonné pour mesurer un fluide

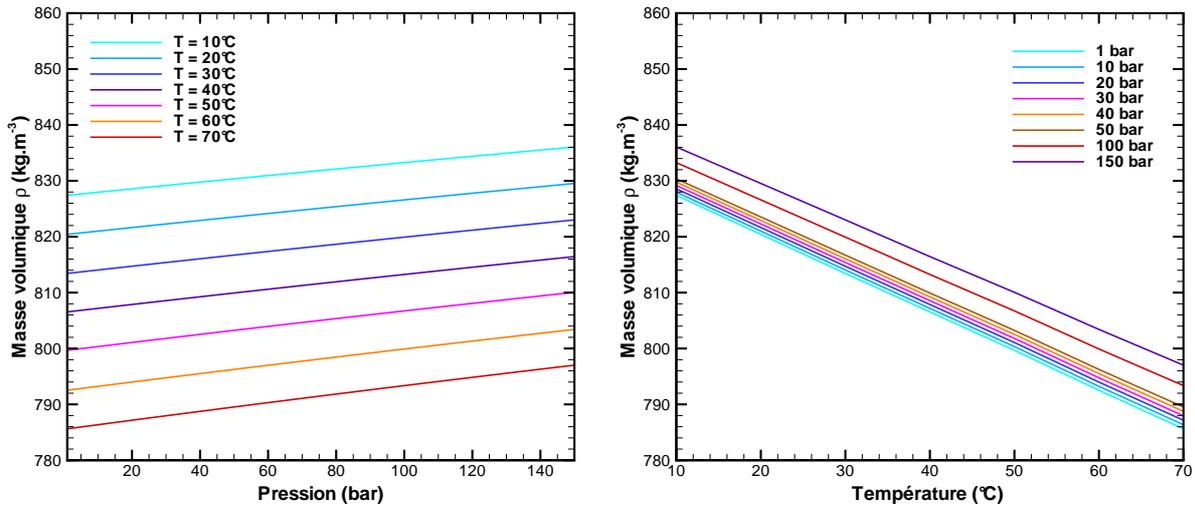


FIGURE 2.2 – Évolution de la masse volumique  $\rho$  de l'huile ISO 4113 en fonction de la pression et de la température (mesures réalisées au Laboratoire des Fluides Complexes et leurs Réservoirs (LFC-R) de Pau dans le cadre du programme NADIA-bio).

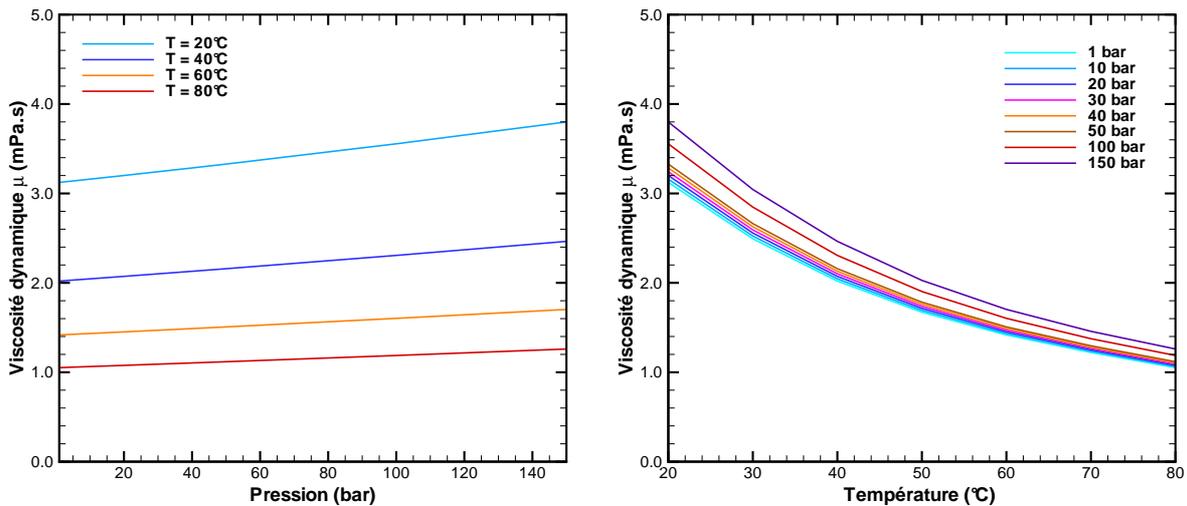
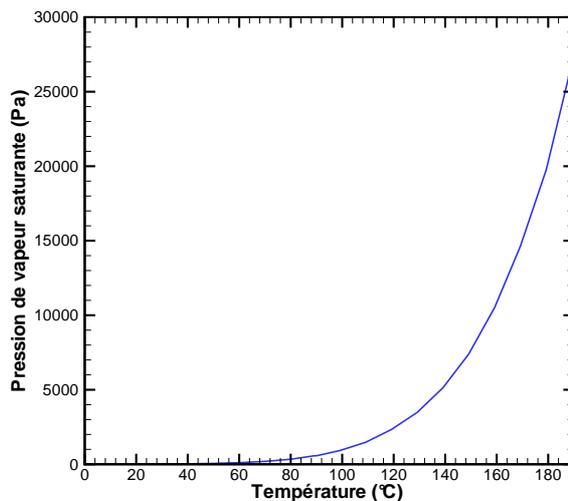


FIGURE 2.3 – Évolution de la viscosité dynamique  $\mu$  de l'huile ISO 4113 en fonction de la pression et de la température (mesures réalisées au Laboratoire des Fluides Complexes et leurs Réservoirs (LFC-R) de Pau dans le cadre du programme NADIA-bio).

de masse volumique et de viscosité données. L'étalonnage est réalisé pour une huile de masse volumique de  $826 \text{ kg.m}^{-3}$  et de viscosité dynamique de  $2 \text{ mPa.s}$ . Pour tenir compte des variations de masse volumique et de viscosité (à d'autres températures et pressions), il est donc nécessaire de corriger les mesures. Le logiciel « Krovasys » de la société Krohne est utilisé à cet effet. Enfin, un thermocouple de type T (7) permet de contrôler la température du fluide entrant dans la buse (10). Le canal 2D est présenté dans la section 2.2.

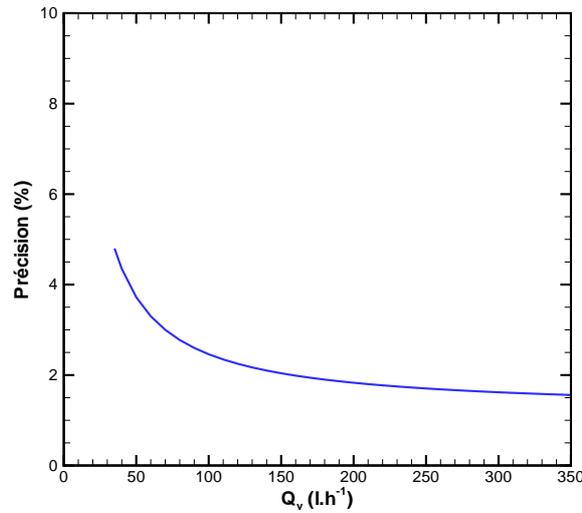


**FIGURE 2.4** – Évolution de la pression de vapeur saturante  $p_v$  de l'huile ISO 4113 en fonction de la température (mesures réalisées au Laboratoire des Sciences Analytiques de Lyon dans le cadre du programme NADIA-bio).

## 2.2 Conception du canal expérimental

La taille des orifices de décharge étant un paramètre dont il n'est pas possible de s'affranchir (non-adimensionnalisation du phénomène de cavitation [54] et [55]), les dimensions visées pour le canal expérimental restent de l'ordre de 150-400  $\mu\text{m}$ . Comme mentionné précédemment, des simplifications par rapport aux injecteurs diesel industriels sont en plus nécessaires. Le canal est alimenté par une pompe qui débite de l'huile en continu. Il n'y a donc pas de levée d'aiguille. Le montage permet d'observer la formation de la cavitation de manière permanente, sans les phases de transition propres aux systèmes d'injection traditionnels. La pression d'alimentation est inférieure à 100 bar, ce qui permet de limiter les vitesses d'écoulement dans l'orifice et de diminuer les contraintes de tenue mécanique et d'étanchéité. Une configuration bidimensionnelle transparente est choisie. Une telle configuration ne peut pas rendre compte du comportement d'un injecteur réel dans sa totalité [51]. Toutefois, elle permet une observation optique de l'écoulement et du développement de la cavitation. L'interprétation des images en est facilitée et une comparaison avec les résultats numériques plus aisée. De plus, un des objectifs de cette étude est de s'intéresser à l'influence de l'état de surface sur l'écoulement cavitant. Le bon contrôle de l'état de surface n'est permis que par une configuration 2D et impose d'avoir un canal démontable. Les parois du canal sont ainsi accessibles afin de pouvoir en caractériser la surface et la modifier. Le domaine d'étude se résume donc à un écoulement dans un canal plan. La profondeur du canal est de 2 mm pour obtenir un écoulement le plus bidimensionnel possible.

La conception de canal retenue est inspirée du montage utilisé dans les études de **Roosen** [40] et **Winklhofer et al.** [41, 45] mais intègre des contraintes supplémentaires propres aux objectifs de l'étude, à savoir, les variations de la hauteur de canal et des états de surface. Ces



**FIGURE 2.5** – Courbe de précision de mesure du débitmètre à section variable en fonction du débit.

nouvelles contraintes entraînent d'importantes difficultés, notamment en termes d'étanchéité et de tenue à la pression. Là où les parties horizontales constitutives du canal étaient d'une seule pièce métallique découpée en son centre dans les études de **Roosen** et de **Winklhofer et al.**, le nouveau canal (Figure 2.6) comporte des parois horizontales métalliques dissociables qui se juxtaposent. Pour permettre la visualisation de l'écoulement, des hublots sont utilisés ; ils constituent les parties verticales du canal. Leur choix nécessite un soin particulier. Un état de surface suffisamment lisse et exempt de défaut est nécessaire pour obtenir de bonnes visualisations, assurer l'étanchéité du dispositif (contact verre/métal) et ne pas amorcer de formations de cavitation indésirables. Les hublots sont percés afin d'assurer l'acheminement du fluide et de permettre une mesure de pression en amont et en aval de l'orifice. L'ensemble du dispositif est maintenu dans des cloches (supérieure et inférieure) et serré entre deux flasques.

Afin de limiter au maximum les fluctuations de vitesse, un convergent a été dessiné avant le canal (Figure 2.7). De manière générale, le rapport de section idéal pour un tel convergent est de 16, mais dans la pratique il est souvent de 9. Pour des raisons de conception, notamment liées à la dimension des raccords hydrauliques, ce rapport est ici de 5,5. Le profil du convergent permet une accélération constante de l'écoulement avant son entrée dans l'orifice.

## 2.3 Présentation des différents canaux

La conception du canal permet de caractériser précisément la géométrie et l'état de surface du canal grâce à la dissociation des parties supérieure et inférieure. Plusieurs canaux ont été utilisés. Ils se distinguent de par leur hauteur et leur état de surface (lisse, rugueux, à rugosité contrôlée par texturation laser).

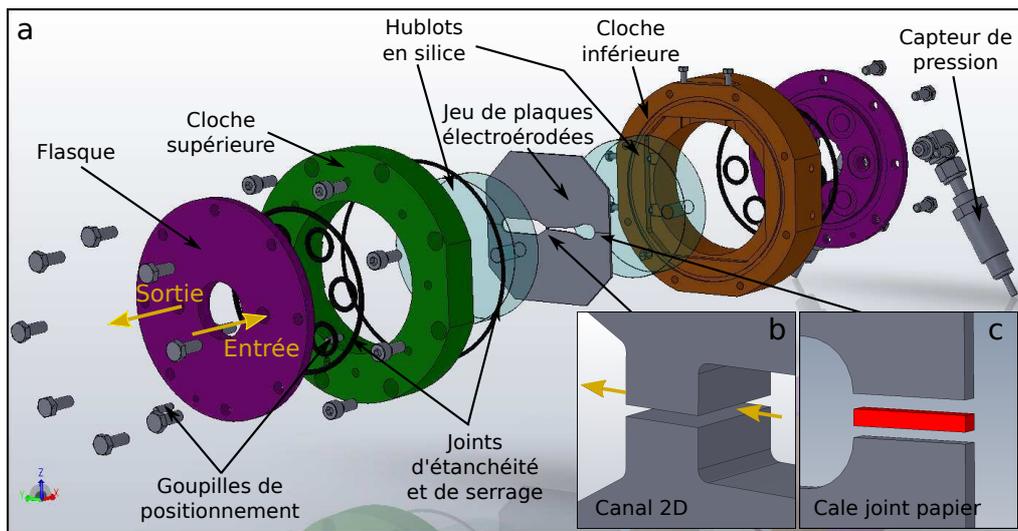


FIGURE 2.6 – Représentation éclatée du dispositif expérimental.

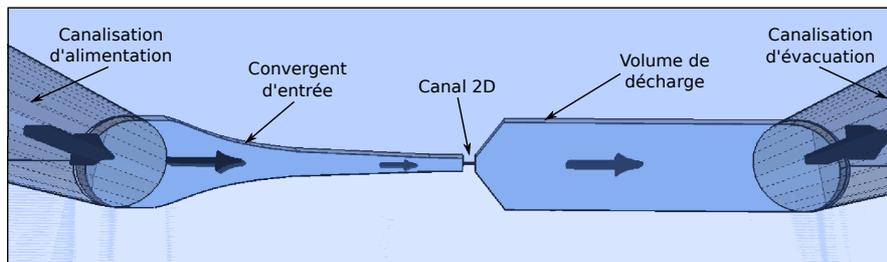


FIGURE 2.7 – Représentation schématique de l'écoulement dans le canal 2D.

Chaque plaque constitutive du canal est découpée par électro-érosion par fil. Un fil métallique (électrode) enlève de la matière en utilisant des décharges électriques comme moyen d'usinage. Une fois le fil passé, la surface découpée reste parsemée de petits cratères causés par l'amorce de l'étincelle. Selon l'état de surface souhaité, différentes procédures doivent alors être appliquées (usinage, polissage, texturation).

### 2.3.1 Canaux à hauteur variable

Une difficulté majeure pour l'étude des écoulements cavitants réside dans leur grande sensibilité aux plus petites irrégularités géométriques. Il est établi que la cavitation est très sensible à la géométrie de l'entrée du canal. Une faible variation du rayon de courbure ou la présence d'une impureté à cet endroit suffit à son déclenchement. Par ailleurs, il est difficile d'être sûr que deux canaux présentent exactement la même géométrie. Il est donc préférable d'utiliser la même paire de plaques pour construire différents canaux. Cela est réalisable lorsqu'il s'agit de faire varier la hauteur de canal. L'espace séparant la plaque supérieure de la plaque inférieure peut être modulé au moyen de cales en joint papier placées entre les plaques (Figure 2.6c). L'avantage du joint papier est qu'il peut assurer l'étanchéité entre les plaques. Le joint papier a

une certaine compressibilité ; s'il est difficile de prédire la hauteur du canal avec précision ou d'en garantir la reproductibilité, la hauteur peut être mesurée pour chaque essai. Les canaux obtenus avec cette méthode d'assemblage sont les canaux à parois lisses présentés en Annexes A.6, A.7, A.8 et B.6.

### 2.3.2 Canaux lisses et rugueux

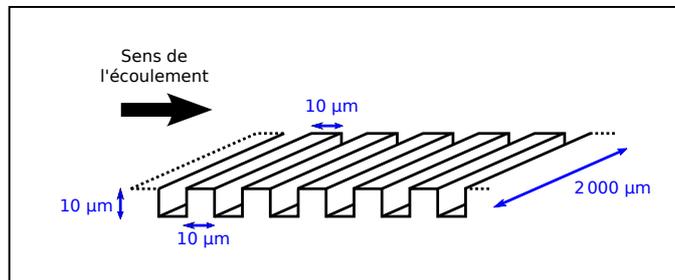
La vitesse d'usinage par électro-érosion par fil permet de contrôler l'état de surface final. Une découpe rapide avec des étincelles énergétiques conduira à un état de surface grossier. Si les étincelles sont faiblement énergétiques, la vitesse d'usinage sera lente mais l'état de surface plus propre. Les plaques réalisées par électro-érosion par fil et non retouchées (pas de polissage ou de texturation *a posteriori*) sont qualifiées de plaques à rugosité aléatoire (par opposition à la rugosité obtenue par texturation). Les plaques rugueuses du canal n° 2 sont obtenues avec une avance de coupe maximale (Annexe B.3). Le  $R_a$  de ces plaques est d'environ 3,3  $\mu\text{m}$ . Toutes les autres plaques sont usinées avec une vitesse de coupe minimale. La qualité obtenue est un  $R_a$  d'environ 0,7  $\mu\text{m}$  (Annexe B.1).

Pour obtenir des plaques lisses de qualité polimiroir ( $R_a < 0,2 \mu\text{m}$ ), un polissage manuel est nécessaire. Des supports d'abrasivité dégressive sont appliqués successivement. La difficulté du polissage manuel sur des petites surfaces ( $2 \times 1,5 \text{ mm}^2$ ) réside dans l'apparition d'un effet de beurrage au niveau des arêtes. Toutefois, cet inconvénient peut être limité par l'utilisation d'un enrobage. La méthode de polissage permet alors d'obtenir des canaux dont la paroi est quasi exempte de défaut. Il convient par ailleurs de noter que l'étape de polissage est également nécessaire pour les canaux à rugosité contrôlée avant toute texturation.

### 2.3.3 Canaux à rugosité contrôlée

L'objectif des canaux à rugosité contrôlée est d'utiliser des motifs topographiques simples pouvant être reproduits facilement dans un code de calcul dans le but de simuler l'écoulement. À partir de plaques polies, des texturations peuvent être réalisées via un procédé d'ablation de la matière par impulsions laser ultrabrèves : le micro-usinage par laser femtoseconde. Cet usinage permet de produire des micro-structures de manière assez efficace sur la matière métallique. C'est une technique d'usinage sans contact, ce qui évite les déformations mécanique et thermique. Les impulsions ultrabrèves ont pour avantage de transmettre à la matière une énergie sur un temps très court, avant que la diffusion thermique ne se produise. Ainsi, la zone affectée thermiquement (où de la fusion et de la solidification pourraient apparaître) est considérablement réduite. L'ablation est dite « athermique ». Le taux d'ablation dépend principalement du matériau usiné et de la fluence qui lui est envoyée. La profondeur d'un impact provoquée par une impulsion dépend des réglages du laser et de l'optique qui lui est associée. Elle est généralement de l'ordre de quelques nanomètres. Plusieurs impulsions sont donc nécessaires pour obtenir des motifs de plusieurs microns de profondeur. Pour conserver la bidimensionnalité de l'écoulement, les motifs

appliqués à la surface sont 2D et perpendiculaires au sens de l'écoulement. Les motifs qui ont été imaginés sont des motifs créneaux. Un exemple de motif est présenté sur la Figure 2.8.



**FIGURE 2.8** – Schématisation d'une surface à rugosité contrôlée.

Les texturations sont réalisées au laboratoire Hubert Curien de Saint Étienne. Un laser femtoseconde Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (Thales laser, Bright) est utilisé. La longueur d'onde centrale d'émission est de 800 nm pour une durée d'impulsion de 150 fs et une cadence de 5 kHz. Le faisceau est focalisé au moyen d'une lentille ( $f = 31,8$  mm). Le micro-usinage par technologie laser femtoseconde nécessite des réglages préliminaires. Le réglage du laser s'effectue sur des échantillons constitués de la même matière que les plaques. Dans un premier temps, la taille du faisceau laser focalisé sur la matière peut être déterminée expérimentalement en utilisant la méthode décrite par Liu [74]. Cette méthode s'applique aux faisceaux de forme gaussienne. La taille des impacts évolue de manière linéaire avec la fluence selon la relation :

$$r_{spot}^2 = \frac{w_0^2}{2} (\ln(F_{max}) - \ln(F)) \quad (2.1)$$

où  $r_{spot}$  est le rayon de l'impact,  $w_0$  le *waist* du faisceau,  $F_{max}$  le pic maximal de fluence au centre du faisceau et  $F$  la fluence moyenne du faisceau.

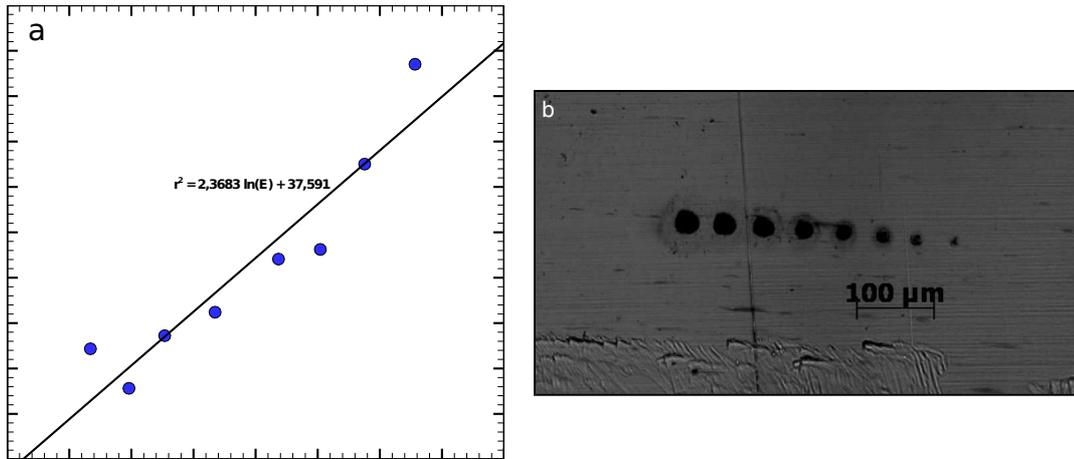
Le *waist* du faisceau est déterminé grâce au coefficient directeur de la courbe issue de l'Équation 2.1. Un exemple de série d'impact est présenté sur la Figure 2.9 avec un montage optique similaire à celui utilisé pour la texturation des plaques. Le *waist* est égal à  $w_0 = \sqrt{2r^2}$ , soit 2,2 μm. La tache du spot sur la matière a un diamètre de 4,4 μm. Pour la texturation des plaques de l'étude, une lentille de focale plus importante est utilisée ( $f = 31,8$  mm). La taille du spot ainsi obtenu équivaut à 7,4 μm. L'énergie du faisceau étant répartie de manière gaussienne, la quantité d'énergie  $E$  déposée à la surface du matériau n'est pas uniforme :

$$E = \iint_{\infty} F_{max} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) dx dy \quad (2.2)$$

soit :

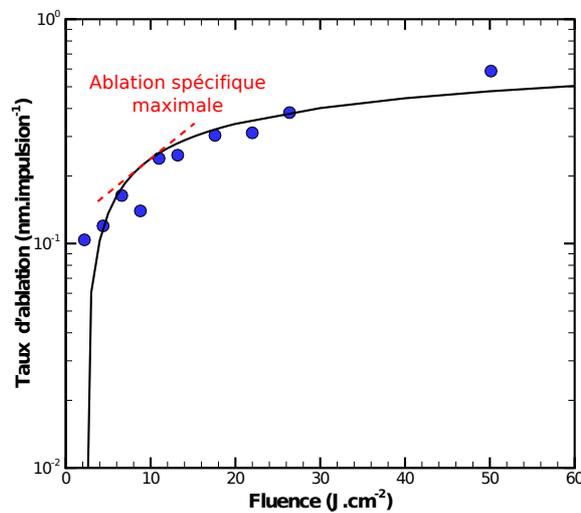
$$F_{max} = \frac{2E}{\pi w_0^2} \quad (2.3)$$

L'interaction du laser pulsé avec la matière conduit à la formation d'un trou de taille



**FIGURE 2.9** – Exemple de détermination de la taille d'un spot. Série d'impacts obtenue sur du Z35CD17 avec différentes énergies. Lentille  $f = 19 \text{ mm}$ . Courbe représentant l'évolution de  $r^2$  en fonction de  $\ln(F)$ .

nanométrique à micrométrique (Figure 2.10). La profondeur d'ablation évolue de manière logarithmique avec la fluence. Il est préférable de travailler à des fluences où l'ablation spécifique est maximale.



**FIGURE 2.10** – Exemple de taux d'ablation en fonction de la fluence.

Pour atteindre des profondeurs de rainure de plusieurs microns, l'échantillon est déplacé à l'aide de platines à une vitesse de l'ordre de  $1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ . Chaque impact se superpose donc partiellement au précédent, ce qui permet d'atteindre une profondeur de rainure supérieure à la profondeur équivalente au taux d'ablation. À une cadence de 5 kHz, l'espace entre le centre des impacts est de 200 nm. Le principe de texturation d'une rainure est présenté sur la Figure 2.11.

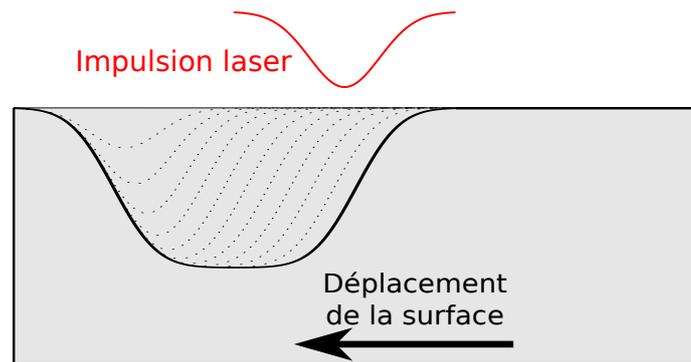


FIGURE 2.11 – Schématisation de la méthode d'ablation d'une rainure.

L'ablation de matière par un faisceau de forme gaussienne conduit à une texturation davantage triangulaire que rectangulaire. Pour réaliser des motifs rectangulaires, une stratégie consiste à utiliser de faibles fluences ( $2,6 \text{ J.cm}^{-2} < F < 3,9 \text{ J.cm}^{-2}$ ) et à superposer partiellement les rainures jusqu'à atteindre la largeur souhaitée (Figure 2.12a). La dénomination des texturations est  $a \times b - c$ , où  $a$  est l'espace entre deux rainures,  $b$  la profondeur des rainures et  $c$  la largeur des rainures; les dimensions sont données en micromètre. Cette méthode permet de maximiser la planéité du fond des plus grosses texturations. Les texturations les plus petites, nécessitant un nombre moins important de superpositions, conservent une forme assez triangulaire (Figure 2.12b).

Les surfaces texturées obtenues sont ensuite caractérisées par différentes méthodes.

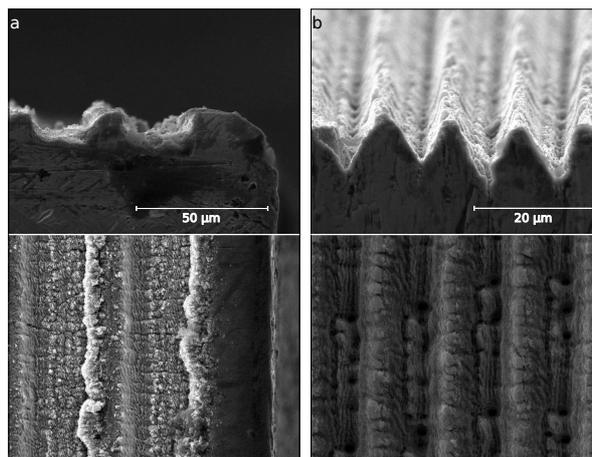
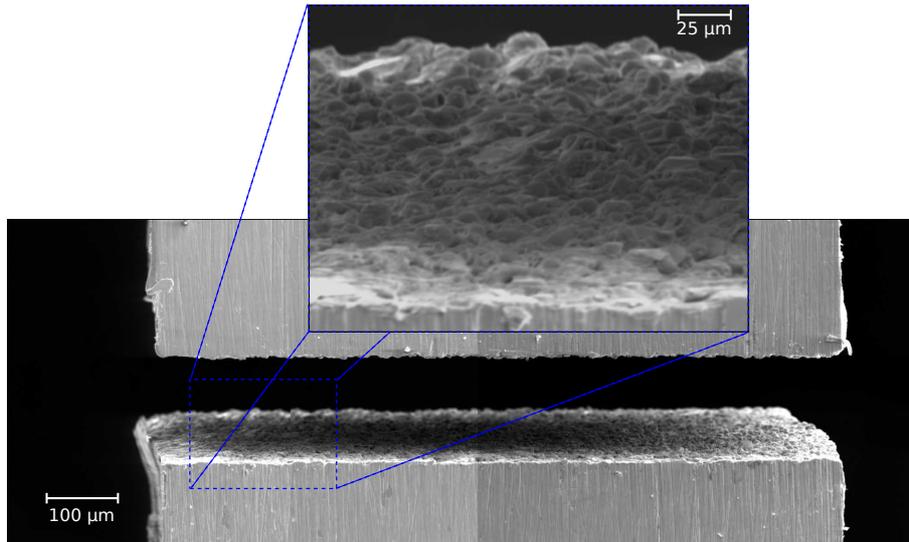


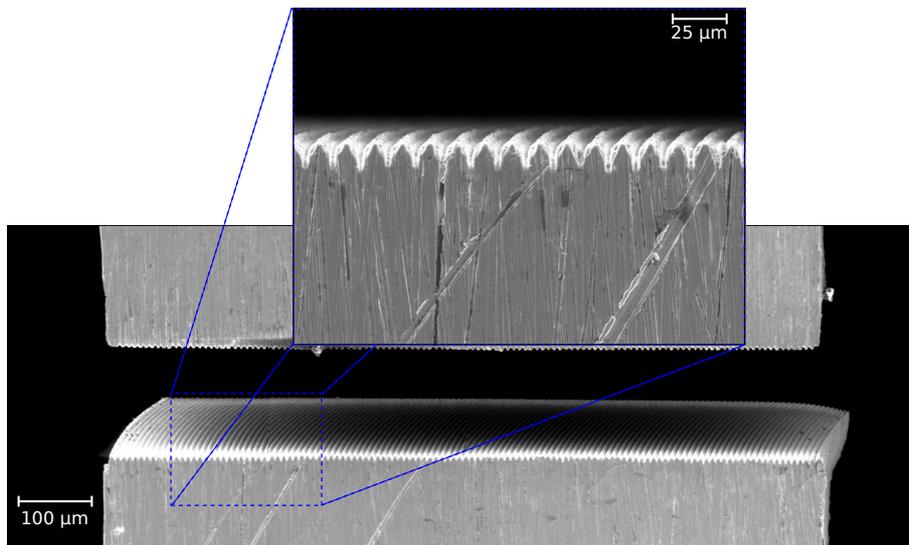
FIGURE 2.12 – Comparaison entre une texturation rectangulaire et une texturation triangulaire.  
*a* : texturation  $11 \times 9 - 29$ , vue de la tranche et vue de dessus (bord d'entrée).  
*b* : texturation  $3 \times 9 - 9$ , vue de la tranche et vue de dessus.

### 2.3.4 Moyens de caractérisation géométrique et surfacique

Chaque canal est visualisé à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB). Les visualisations permettent de connaître précisément les dimensions des canaux mais aussi de contrôler l'aspect des surfaces (Figures 2.13 et 2.14). Une visualisation détaillée de chaque canal est présentée en Annexe A. Pour les plaques texturées, le MEB est aussi utilisé pour estimer les dimensions des texturations en visualisant la tranche des plaques.



**FIGURE 2.13** – Exemple de visualisation au MEB. Canal rugueux n° 2.

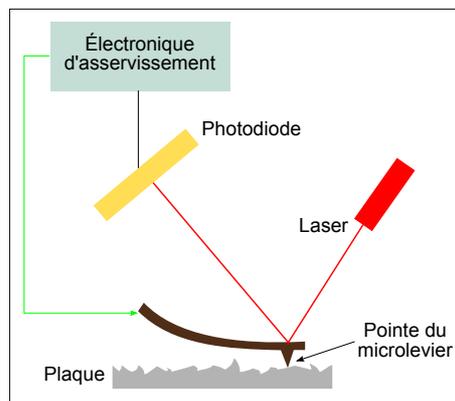


**FIGURE 2.14** – Exemple de visualisation au MEB. Canal texturé n° 3.

Par ailleurs, un profilomètre optique est utilisé pour caractériser la topographie de la surface des canaux (Annexe B) ; les mesures se font sans contact. Une lumière est envoyée sur la surface.

En utilisant les interférences créées par la lumière réfléchiée sur les différentes hauteurs de la surface, une topographie peut être mesurée. Cet outil semble assez bien fonctionner avec des surfaces lisses ou rugueuses mais assez peu avec des surfaces texturées. Pour les surfaces texturées, un deuxième appareil de caractérisation de surface est utilisé.

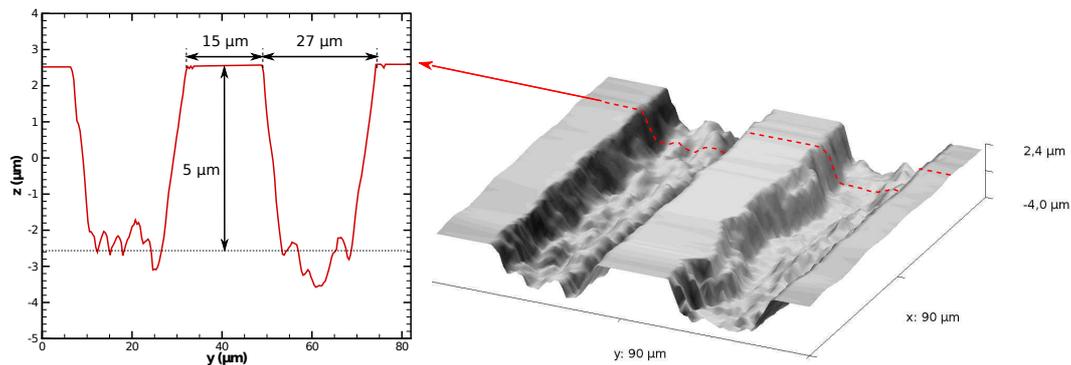
Le microscope à force atomique (*AFM*) utilise une sonde, aussi appelée pointe, pour scanner la surface avec ou sans contact. La mesure avec contact est privilégiée pour les surfaces dures. Le principe de mesure est présenté sur la Figure 2.15. Le mode « contact » est une méthode employée pour détecter les forces d'attraction et de répulsion. Cette détection se fait au moyen d'un bras de levier. La pointe est fixée à l'extrémité d'un microlevier réfléchissant qui est encastré à son autre extrémité. De cette manière, lorsqu'une force est exercée sur la pointe, le levier se courbe de manière proportionnelle. Pour détecter les déflexions du microlevier, le dispositif utilise un système optique composé d'une diode laser focalisée sur la zone supérieure du microlevier, juste au-dessus de la pointe. Le faisceau laser est ensuite réfléchi sur une photodiode qui mesure le déplacement du rayon réfléchi.



**FIGURE 2.15** – *Principe de fonctionnement de l'AFM en mode « contact ».*

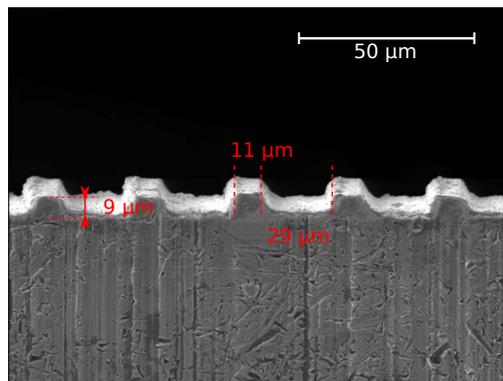
L'*AFM* a pour inconvénient majeur de ne pas accepter les pièces de plus de 10 mm de hauteur. Les plaques constitutives des canaux ne peuvent donc pas être analysées directement. À leur place, les échantillons réalisés avec les mêmes réglages laser sont utilisés. Les échantillons et les plaques sont constitués de la même matière et ont été texturés avec des paramètres laser identiques. La reconstitution tridimensionnelle d'une texturation sur échantillon est présentée sur la Figure 2.16.

La caractérisation de certaines plaques texturées reste difficile notamment au niveau de la détermination de la profondeur de rainure. Sur l'échantillon équivalent à la surface du canal n° 1b, la mesure topographique par *AFM* fait apparaître un motif 15×5–27 (Figure 2.16). Or, la mesure à l'aide du MEB (Figure 2.17) fait apparaître un motif 11×9–29 sur la surface du canal. La différence entre les deux résultats est non négligeable et ne peut pas être expliquée par le seul léchage de l'arête de la plaque par le laser (lors du procédé d'ablation, lorsque le laser atteint l'arête de l'échantillon, la partie latérale de ce dernier se trouve légèrement ablatée). Sur les états de surface présentant des creux importants et étroits, l'analyse à l'*AFM* s'avère moins efficace



**FIGURE 2.16** – Exemple d'une analyse AFM sur un échantillon équivalent à la surface du canal n° 1b.

pour mesurer le fond des aspérités. Même si le MEB n'est pas un outil de mesure, il permet l'obtention de très bonnes visualisations microscopiques. La détermination des dimensions des texturations s'est donc appuyée prioritairement sur ces visualisations.



**FIGURE 2.17** – Exemple d'une visualisation au MEB de la surface du canal n° 1b.

La caractérisation précise de la géométrie et de l'état de surface des canaux est nécessaire pour étudier l'influence des ces derniers sur l'écoulement dans le canal et notamment sur la formation et le développement de la cavitation. Idéalement, il est préférable de faire varier un seul paramètre à la fois (hauteur ou état de surface). Il est ainsi essentiel de pouvoir vérifier que les autres paramètres restent constants d'un canal à l'autre ou de pouvoir quantifier leur écart. L'ensemble des canaux réalisés doit permettre d'étudier l'influence des paramètres suivants (Section 5) :

- la hauteur du canal (canaux n° 5a, 5b et 5c),
- la rugosité (canaux n° 1a, 1b, 2, 3, 5a et 7).

## 2.4 Instrumentation optique pour la visualisation de l'écoulement

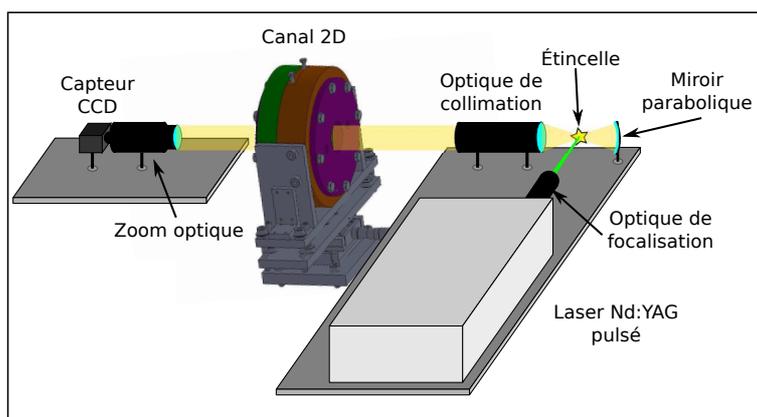
Pour caractériser l'écoulement dans les canaux, différentes méthodes optiques sont élaborées. Leur mise au point est rendue délicate du fait des faibles dimensions des canaux et de la forte vitesse d'écoulement. Tout d'abord, une méthode d'imagerie en transmission est appliquée à l'ensemble des canaux. Les résultats obtenus sont complétés à l'aide d'autres méthodes (strioscopie et interférométrie). Cette section a pour objectif de décrire les dispositifs optiques. Les méthodes et l'interprétation des résultats seront davantage discutées dans les Chapitres 3 et 4.

### 2.4.1 Montage d'imagerie en transmission

Les observations de l'écoulement et de la formation de la cavitation dans les canaux sont réalisées au moyen d'une méthode optique d'imagerie par transmission ; l'éclairage et le dispositif d'imagerie se font face de part et d'autre du canal. La vitesse de l'écoulement peut atteindre  $70 \text{ m.s}^{-1}$  et les petites dimensions du canal imposent de travailler avec un fort grossissement. Un éclairage très bref est donc nécessaire pour figer l'écoulement. Une caméra CCD (Jai TM-4200CL, 10 bit,  $2048 \times 2048 \text{ px}^2$ ) et un zoom optique Optem 125C permettent d'enregistrer des images du canal avec une résolution de l'ordre de  $1,15 \text{ }\mu\text{m.px}^{-1}$ . Le petit angle d'ouverture du matériel optique utilisé nécessite une source lumineuse relativement intense (plusieurs  $\mu\text{J}$ ).

Un premier montage en transmission est réalisé (Figure 2.18) et fait appel à une méthode originale d'éclairage. Cette dernière consiste à émettre un *continuum* de lumière blanche produit par un plasma, lui même généré au moyen d'une impulsion laser focalisée dans l'air. L'impulsion laser de 6 ns est produite par le doublage de fréquence ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) d'un laser Nd:YAG pulsé (LitronLasers Nano S). La lumière émise par le plasma est ensuite collimatée à l'aide d'un système optique constitué de plusieurs lentilles et d'un miroir parabolique ( $d = 25,4 \text{ mm}$  et  $f = 50 \text{ mm}$ ) qui permet de récupérer une partie de l'énergie lumineuse émise vers l'arrière. L'ajout du miroir permet d'augmenter l'intensité de l'éclairage d'environ 30 %.

Pour éviter les effets de *speckle* sur les images, la raie cohérente du laser doit être filtrée. Différents filtres sont essayés. Un spectromètre est utilisé pour mesurer les différents spectres obtenus avec ou sans filtre (Figure 2.19a). Pour mesurer le spectre de l'étincelle un filtre neutre de densité 0,7 est utilisé de façon à atténuer l'ensemble du spectre et la raie  $\lambda = 532 \text{ nm}$  du laser. Le spectre de l'étincelle a une largeur d'environ 200 nm. Le filtre rouge coupe la totalité du spectre en-dessous de 545 nm, ce qui inclut la longueur d'onde du laser. En revanche, le spectre restant ne couvre qu'une faible partie de la gamme de sensibilité du capteur (Figure 2.19b). Le filtre bleu absorbe le spectre après 515 nm. Le spectre est plus large que celui obtenu avec le filtre rouge. Néanmoins, le filtre bleu n'est pas suffisamment efficace pour stopper la raie du laser. Le filtre *notch* (filtre coupe bande  $\lambda = 533 \text{ nm} \pm 8 \text{ nm}$ ) assure une très bonne absorptivité de la longueur d'onde du laser tout en maximisant la largeur du spectre et la sensibilité du capteur.



**FIGURE 2.18** – Montage optique pour la visualisation en transmission de l'écoulement. Utilisation de l'étincelle.

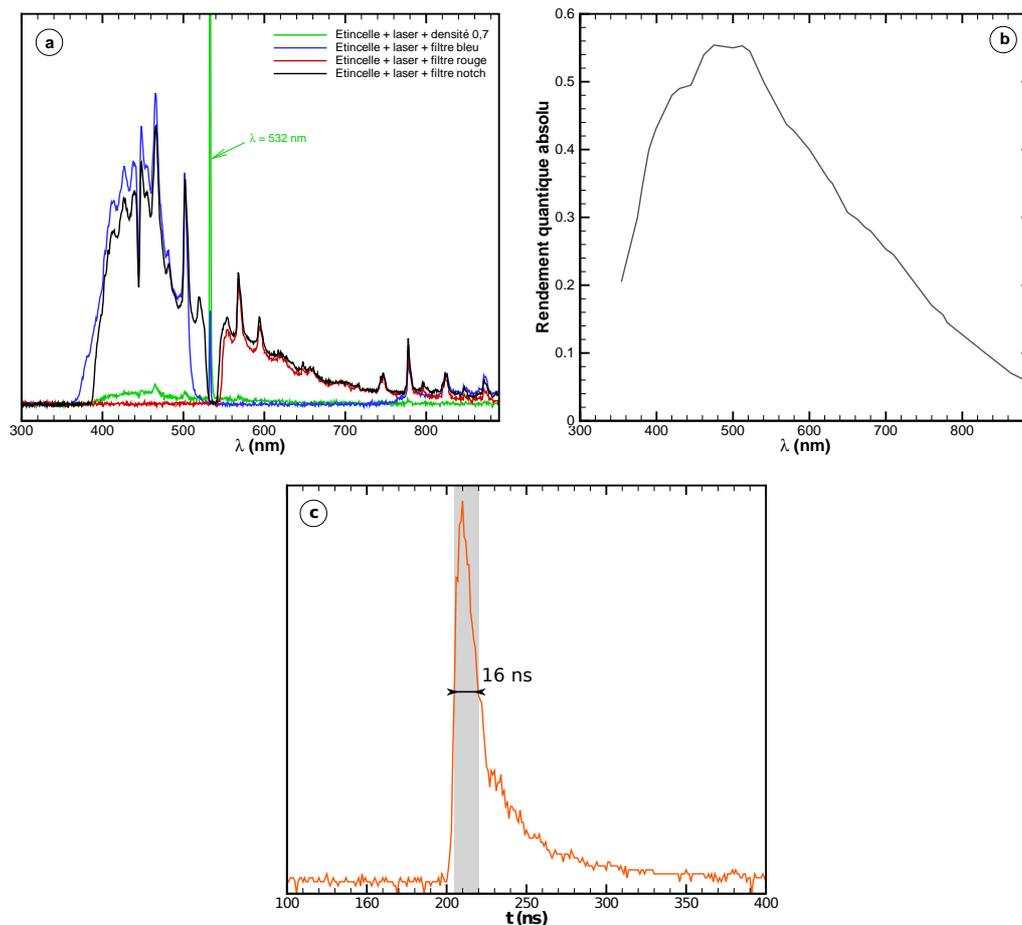
Néanmoins, il introduit de l'astigmatisme sur les images. Une association du filtre bleu et du filtre *notch* est donc préférable. La durée d'émission du *continuum* est mesurée avec une photodiode (Figure 2.19c). En évaluant la largeur à mi-hauteur, la durée d'émission de l'étincelle filtrée avec le filtre rouge est estimée à 16 ns.

Une fois collimatée et filtrée, la lumière est recueillie sur le capteur CCD de la caméra au moyen du zoom optique. Ce dispositif permet d'obtenir une image de bonne qualité (Figure 2.20).

Sur les images en transmission, les zones liquides sont claires et les zones gazeuses sont sombres, conséquence des réflexions (et réfractions) de la lumière aux interfaces liquide-gaz. Les parties supérieure et inférieure du canal étant opaques, elles apparaissent elles aussi sombres.

La caméra (double trame) et le laser (double cavité) sont dédiés à des applications de vélocimétrie par images de particules (*PIV*). Il est en théorie possible de mettre à profit les caractéristiques *PIV* du dispositif optique pour obtenir des couples d'images corrélées temporellement et d'en déduire une information sur les vitesses de l'écoulement. Cependant, le dispositif d'éclairage basé sur l'étincelle ne permet pas de réaliser deux impulsions suffisamment rapprochées dans le temps, compte tenu des vitesses d'écoulement et du grossissement. Après la formation d'un premier plasma, il faut attendre que celui-ci se relaxe pour pouvoir en générer un second. Expérimentalement, plus l'énergie mise en œuvre pour créer le premier plasma est faible, plus le temps de relaxation diminue. En pratique, il n'a pas été possible de générer deux plasmas espacés de moins de 20  $\mu\text{s}$ . Par ailleurs, pour obtenir une intensité lumineuse suffisante pour le dispositif d'imagerie, un minimum d'énergie et un intervalle de 50 à 100  $\mu\text{s}$  sont imposés. Ce temps est supérieur au temps de transit d'une particule fluide dans le canal (environ 20  $\mu\text{s}$  pour  $V_{\text{moy}} = 70 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Une solution pour palier ce problème serait de créer une seconde étincelle en un autre point du dispositif avec un second laser et de recombinaison l'image des deux étincelles. Cette solution laisse toutefois présager des réglages assez délicats. Un second dispositif d'imagerie en transmission est donc imaginé (Figure 2.21).

Le nouveau dispositif utilise la même caméra (double trame) et le même laser (double cavité) que le montage de la Figure 2.18. Cette fois-ci, le laser n'est plus focalisé dans l'air ; il est

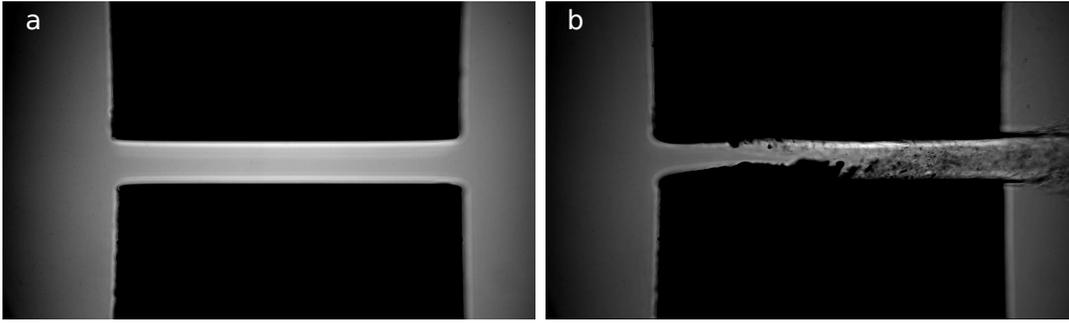


**FIGURE 2.19** – *Caractéristiques de l’étincelle. a : différents spectres filtrés. b : sensibilité du capteur CCD. c : durée d’éclairage de l’étincelle avec l’association du filtre bleu et du filtre notch.*

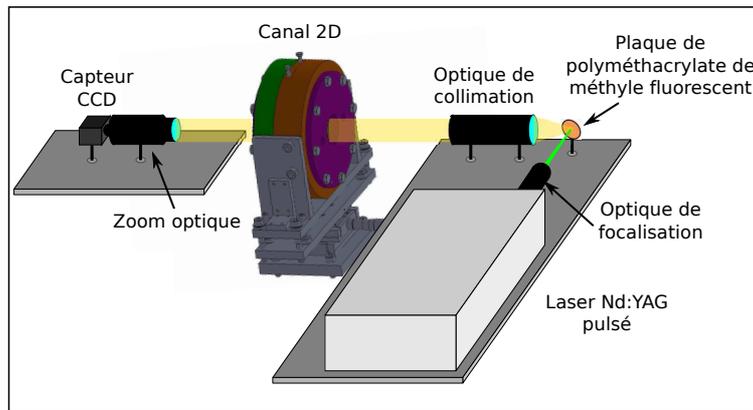
concentré sur une pastille de polyméthacrylate de méthyle (*PMMA*) fluorescent. La lumière ré-émission est collimatée et envoyée vers la caméra. La raie laser est filtrée avec un filtre *notch* (Figure 2.22a). La source lumineuse ainsi obtenue présente un spectre d’environ 100 nm et une durée de 12 ns (Figure 2.22b). Avec ce dispositif, l’intervalle de temps peut être réduit à moins de 30 ns. L’intervalle entre les images est maintenant limité par le temps inter-image de la caméra double trame, à 200 ns environ (Figure 2.22b). Un chronogramme du dispositif est présenté sur la Figure 2.23.

Ce nouveau montage permet d’obtenir des couples d’images corrélées temporellement et des visualisations plus lumineuses que celles résultant du premier montage (Figure 2.24). De plus, l’éclairage est plus stable d’un couple d’images à l’autre (les fluctuations d’intensité sont moindres).

Ce dispositif, comme le précédent, permet de voir les poches de vapeur dans l’écoulement. Toutefois, la Figure 2.25 ne fait pas apparaître que des poches de vapeur. Elle porte également la marque de gradients d’indice de réfraction conséquence d’un effet ombroscopique [75].



**FIGURE 2.20** – Exemple de visualisations obtenues avec le montage de la Figure 2.18. Canal n° 7. a : pas d'écoulement. b :  $p_{\text{amont}} = 40 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 25,8 \text{ bar}$ .



**FIGURE 2.21** – Montage optique pour la visualisation en transmission de l'écoulement. Utilisation du polyméthacrylate de méthyle fluorescent.

L'interprétation de ces gradients sera discutée en détails dans la Section 3.1.1 mais la Figure 2.25 illustre déjà les difficultés rencontrées. En effet, il n'est plus possible d'interpréter systématiquement les zones sombres comme de la vapeur et les zones claires comme du liquide. Les gradients d'indice correspondent à des gradients de densité du fluide, eux-mêmes associés à des gradients de température et/ou de pression. Les gradients d'indice entraînent des déviations de rayons lumineux qui se traduisent, elles aussi, par la présence de zones sombres ou brillantes sur les images. La profondeur des canaux ( $l_c = 2 \text{ mm}$ ) amplifie l'effet de ces gradients sur les images. L'imagerie en transmission est sensible à la dérivée seconde de l'indice de réfraction selon la relation [75] :

$$\frac{\Delta I_{(x,y)}}{I_{(x,y)}} \approx -l_o l_c \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \ln(n_{(x,y)}) \quad (2.4)$$

où  $l_o$  est la distance séparant le plan objet et le milieu observé (la méthode repose sur le défaut de mise au point et sera détaillé en Section 3.1.1),  $I$  la distribution d'intensité lumineuse et  $\Delta I$  la différence d'intensité lumineuse observée par rapport à l'intensité non perturbée (en l'absence d'écoulement). Comme mentionné précédemment, la méthode optique utilisée permet de détecter, en plus des poches de vapeur et des bulles produites par la cavitation, la présence de gradients

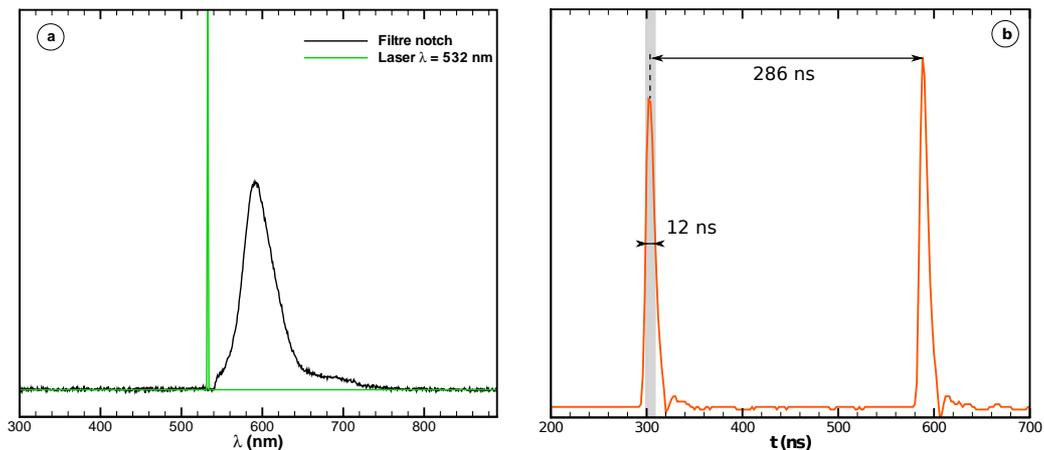


FIGURE 2.22 – Caractéristiques de la lumière fluorisée par la pastille de PMMA. a : spectre filtré. b : durée d'éclairage avec le filtre notch et temps inter-image.

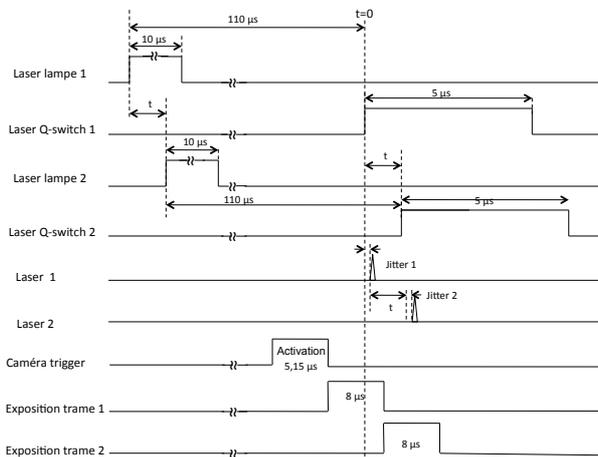
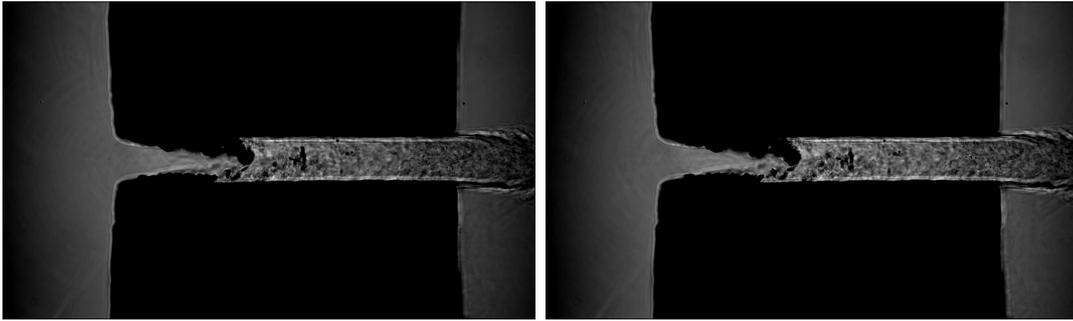


FIGURE 2.23 – Chronogramme de la synchronisation laser/caméra.

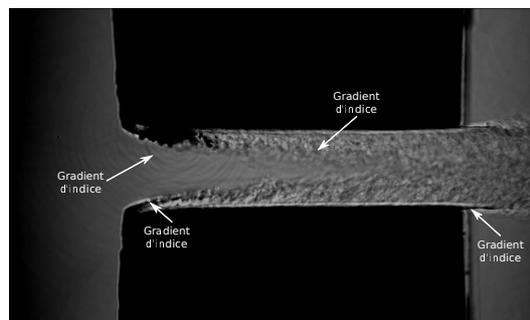
d'indice. Néanmoins, elle ne permet pas de quantifier ces gradients, ni même d'obtenir une tendance fiable de la variation de masse volumique le long d'un profil, par exemple. De nombreux essais de double intégration de l'Équation 2.4 ont été réalisés sans succès pour finalement parvenir à la conclusion suivante : le recours à une seconde technique optique semble non seulement nécessaire pour accéder à une information exploitable sur la masse volumique de l'écoulement mais aussi pour pouvoir interpréter correctement les images en transmission.

## 2.4.2 Montage d'imagerie par striescopie

La technique de striescopie permet d'obtenir des informations plus facilement exploitables que l'ombroscopie car elle est sensible à la dérivée première de l'indice de réfraction [75]. Elle n'est pas incompatible avec la visualisation des interfaces liquide/vapeur puisqu'elle permet de faire la mise au point sur le milieu perturbé (le canal) comme l'imagerie en transmission, contrairement

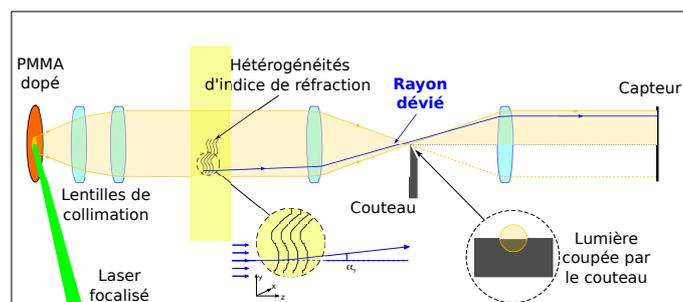


**FIGURE 2.24** – Exemple de visualisations obtenues avec le montage de la Figure 2.21. Canal n° 5a.  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 36,0 \text{ bar}$ . Temps inter-image : 286 ns.



**FIGURE 2.25** – Mise en évidence des gradients d'indice de réfraction par effet ombroscopique. Canal n° 5c.  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 27 \text{ bar}$ .

à l'ombroscopie qui, en principe, nécessite un défaut de mise au point. Un schéma du montage est présenté sur la Figure 2.26.



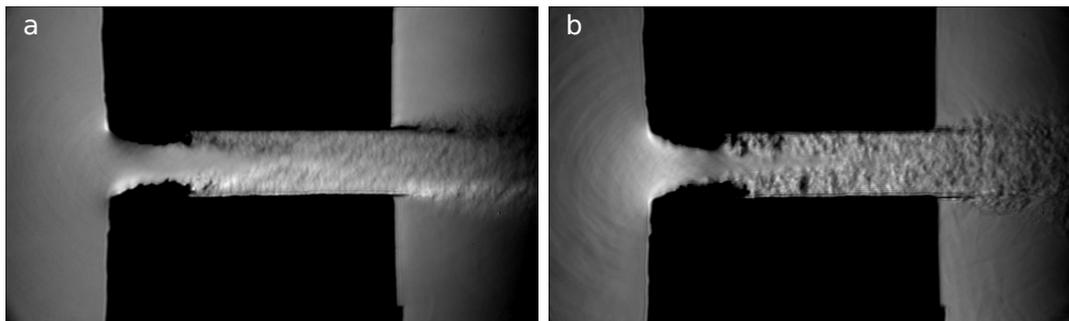
**FIGURE 2.26** – Montage optique pour la visualisation en strioscopie de l'écoulement.

Comme pour l'ombroscopie, l'éclairage et l'optique de collection se font face de part et d'autre du canal. Le dispositif d'éclairage et la caméra présentés précédemment sont utilisés. Une première lentille permet de matérialiser un plan de Fourier dans lequel un couteau est placé. Une seconde lentille permet de reformer une image du canal. Bien que le faisceau d'éclairage soit collimaté, la divergence n'est pas nulle. Chaque rayon lumineux est ainsi associé à une tache lumineuse de surface non nulle  $a^2$  dans le plan de Fourier. En l'absence de gradient, cette tache est sur l'axe optique. Le couteau est placé de telle sorte qu'il coupe la surface  $a^2$  en deux, ne

laissant passer que la moitié de l'intensité associée au rayon lumineux. Sur l'image, un niveau d'intensité moyen est obtenu. En présence d'un gradient d'indice (vertical pour l'exemple), le rayon est dévié. Dans le plan de Fourier, la tache lumineuse se déplace en conséquence vers le haut ou vers le bas selon le signe du gradient. Le couteau laisse alors passer davantage, ou moins de lumière et l'image du gradient apparaît plus lumineuse ou plus sombre sur le capteur. La variation d'intensité locale  $\Delta I$  dans l'image (par rapport à l'intensité non perturbée  $I$ ) est ainsi reliée au gradient d'indice par :

$$\frac{\Delta I_{(x,y)}}{I_{(x,y)}} \approx \frac{fl_c}{a} \frac{1}{n_{(x,y)}} \frac{\partial n_{(x,y)}}{\partial x} \quad (2.5)$$

où  $f$  est la focale de la première lentille. La méthode d'imagerie par strioscopie sera davantage développée dans la Section 4.1. Deux images strioscopiques sont présentées sur la Figure 2.27. L'une est issue du montage avec le couteau positionné de manière horizontale (Figure 2.27a) et l'autre du montage avec le couteau positionné de manière verticale (Figure 2.27b). En plus des poches de cavitation, il apparaît clairement sur chaque image des zones plus sombres ou plus lumineuses, correspondant à la variation de l'indice de réfraction (et donc de la masse volumique).



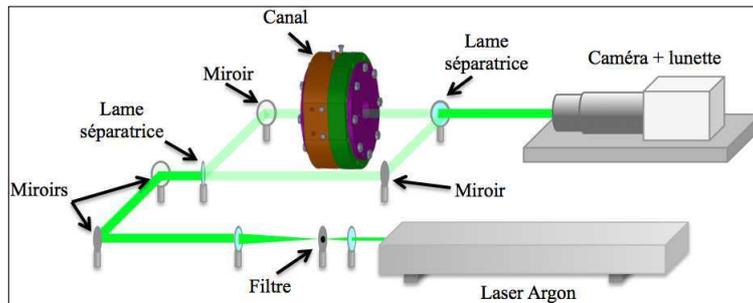
**FIGURE 2.27** – Exemple de visualisations avec le montage en strioscopie. *a* : couteau en position horizontale. *b* : couteau en position verticale. Canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 29,0$  bar.

En principe, le champ de masse volumique peut être reconstruit par intégration à partir des images strioscopiques. En pratique, cette intégration ne permet pas d'obtenir des valeurs exactes de densité en raison de l'importance du bruit, de l'absence de calibration et du non respect des hypothèses utilisées pour établir la relation 2.5 quand les gradients sont importants. Il est cependant possible de réaliser une intégration sur certains profils d'intensité (Sections 4.1, 4.2 et 4.3) et d'en extraire des informations utiles pour la compréhension de l'écoulement et l'interprétation des résultats obtenus à l'aide d'autres méthodes optiques comme l'interférométrie.

### 2.4.3 Montage d'imagerie interférométrique

La pression étant un paramètre important dans le déclenchement de la cavitation, l'obtention d'un champ de pression (par l'intermédiaire du champ de masse volumique) dans le canal

apparaît essentielle pour la compréhension de ce phénomène. Afin de compléter les visualisations ombroscopiques et strioscopiques, un dispositif d'interférométrie de type Mach-Zehnder est construit. Contrairement aux deux méthodes précédentes, cette technique est directement sensible à la densité et non pas à ses dérivées. Elle ne nécessite donc pas d'intégration.



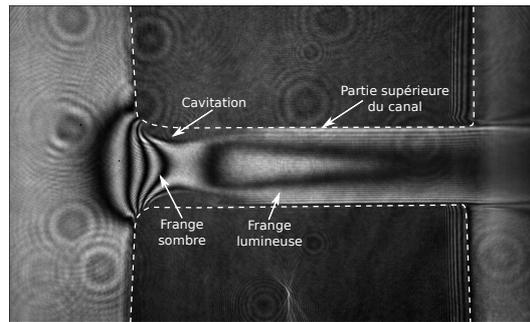
**FIGURE 2.28** – Montage optique pour la visualisation en interférométrie de l'écoulement.

La Figure 2.28 montre le dispositif. Un laser continu Argon ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ ) est filtré spatialement puis séparé en deux bras par une lame séparatrice. Le bras de référence est directement envoyé sur le capteur CCD alors que le deuxième bras (bras de mesure) traverse le canal avant d'être recombinaison avec le bras de référence. La superposition des deux faisceaux produit des interférences. Des franges sombres et lumineuses apparaissent sur l'image en fonction du trajet optique suivi par la lumière dans le canal. En faisant l'hypothèse que l'écoulement est bien bidimensionnel, les différences de trajet optique d'un point à l'autre de l'image sont directement fonction de la différence d'indice de réfraction (ou de masse volumique) entre ces deux points. Le champ de masse volumique peut ainsi, en principe, être reconstruit de proche en proche, en partant d'une valeur de masse volumique connue (pression et température), en amont du canal par exemple. À la différence des techniques précédentes, le dispositif utilise un laser continu. Le temps d'exposition est donc imposé par la caméra et non plus par la durée de l'éclairage. Les images interférométriques fournissent ainsi une information intégrée sur  $20 \mu\text{s}$  contre  $12 \text{ ns}$  pour les images en transmission ou par strioscopie. Une image obtenue avec le montage interférométrique est présentée sur la Figure 2.29. Les variations de masse volumique sont nettement visibles sous forme de franges (sombres et lumineuses) à l'entrée du canal notamment. En présence de poches de cavitation, le faisceau du bras de mesure est obscurci. Sur l'image, les endroits occupés par des poches de gaz et ceux occupés par les parois métalliques du canal sont uniquement éclairés par le faisceau de référence. Ces zones ne contiennent donc pas de franges et apparaissent en gris.

La différence d'indice entre une frange sombre et une frange lumineuse de l'image est égale à :

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2l_c} \quad (2.6)$$

La variation d'indice  $\Delta n$  est associée à une variation  $\Delta\rho$  de la masse volumique du fluide



**FIGURE 2.29** – Exemple de visualisation obtenue par interférométrie. Canal n° 5c,  $p_{amont} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 29,2 \text{ bar}$ .

selon la relation de Lorentz-Lorenz :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = k\rho \quad (2.7)$$

avec  $k$  une constante caractéristique du fluide. La reconstitution d'un champ de masse volumique est alors possible à condition de lever l'ambiguïté sur le signe de la variation de masse volumique, le passage d'une frange sombre à une frange brillante pouvant être associé à une variation de  $\pm \Delta n$ . L'ambiguïté peut parfois être levée intuitivement mais, pour plus de rigueur, il est préférable de pouvoir s'appuyer sur les informations fournies les techniques de visualisation précédemment présentées, à savoir l'ombroscopie ou la strioscopie. Il en sera question dans la Section 4.2.





---

## Chapitre 3

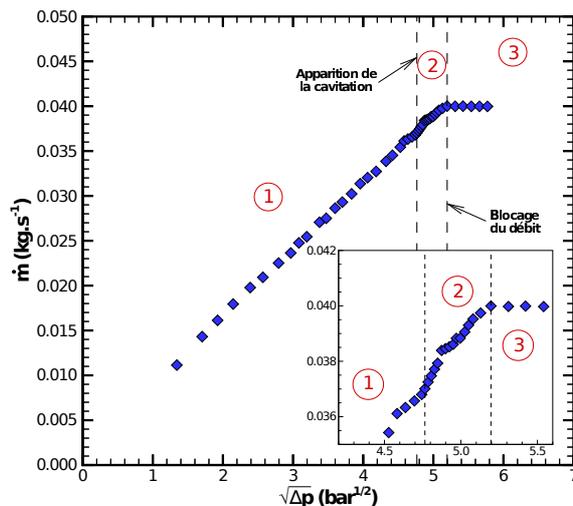
# Visualisation de l'écoulement cavitant et comportement hydraulique

Des campagnes de visualisation sont réalisées sur les différents canaux par imagerie en transmission (le dispositif est décrit Section 2.4.1). Pour chaque campagne, les conditions de pression, de débit et parfois de température sont modifiées. Une série d'images est ainsi associée à des mesures de pression, de température et de débit. Au fur et à mesure que la différence de pression entrée/sortie augmente, l'écoulement s'accélère, conduisant à l'apparition de poches de cavitation qui se développent dans le canal. Un algorithme (Annexe D) est utilisé pour calculer la longueur et l'épaisseur des poches à partir des visualisations. Des images moyennes et des probabilités de présence de cavitation sont calculées à partir de chaque série d'images.

Durant une campagne de visualisation, la pression en amont du canal  $p_{amont}$  est maintenue constante. La pression en aval  $p_{aval}$  varie d'une valeur proche de  $p_{amont}$  à la pression minimale permise par l'installation (de l'ordre de quelques bars). La différence de pression  $\Delta p$  entre l'entrée et la sortie du canal induit un écoulement. Le débit volumique  $Q_v$ , la température  $T$  et la pression amont  $p_{amont}$  sont relevés pour chaque variation de  $p_{aval}$ . Le débitmètre étant de type volumique, il est nécessaire de corriger les mesures en fonction de la masse volumique et de la viscosité. Les propriétés de l'huile ont été mesurées par les partenaires du programme NADIA-bio en fonction de différentes pressions et différentes températures. Le débit massique  $\dot{m}$  peut donc être corrigé. Un exemple d'évolution de  $\dot{m}$  en fonction de  $\sqrt{\Delta p}$  est présenté sur la Figure 3.1. Lorsque  $\sqrt{\Delta p}$  augmente, le débit croît tout d'abord linéairement (1). Ce résultat est attendu ; les pertes de charge évoluent de manière quasi proportionnelle avec le carré de la vitesse de l'écoulement. Dans la zone (2), le débit évolue de manière oscillante. Si plusieurs études [41, 58, 43, 26] similaires à celle présentée ici font état de ce comportement, aucune explication claire n'est aujourd'hui avancée (Section 3.2.2). Enfin, dans la zone (3), le débit reste constant quelle que soit l'augmentation de  $\sqrt{\Delta p}$ . Un blocage de débit (*choked flow*) est observé. Ce blocage s'explique simplement sur la base d'un raisonnement 1D (Section 3.2.1).

Avant de détailler davantage le comportement hydraulique de l'écoulement, il est intéressant de décrire ce dernier à partir des observations faites au moyen de l'imagerie en transmission pour

---



**FIGURE 3.1** – Évolution du débit massique  $\dot{m}$  en fonction de  $\sqrt{\Delta p}$  dans le canal n° 5c pour  $p_{amont} = 40$  bar et  $T \approx 23^\circ\text{C}$ .

des conditions monophasiques et diphasiques.

### 3.1 Visualisation de l'écoulement dans le canal de 400 $\mu\text{m}$

Cette section se focalise sur l'écoulement dans le canal n° 5c. Ce canal étant plus haut que les autres ( $h = 388 \mu\text{m}$ ), il facilite la mise en place du dispositif de visualisation et permet l'obtention d'images de meilleure qualité ainsi qu'une description de l'écoulement plus détaillée. Durant la campagne de visualisation présentée ci-après, la température  $T$  est réglée à environ  $32^\circ\text{C}$  et la pression amont  $p_{amont}$  est maintenue à 50 bar. La modification de la pression aval  $p_{aval}$  permet de faire varier la différence de pression entrée/sortie du canal et de modifier la vitesse d'écoulement. Les images instantanées figurant dans cette section ont été choisies pour leur représentativité de l'écoulement en fonction du point de fonctionnement considéré. Des variations d'une image à l'autre sont observées. Ces variations peuvent être quantifiées par une probabilité de présence de zones sombres obtenue pour chaque point de fonctionnement par sommation des images après seuillage.

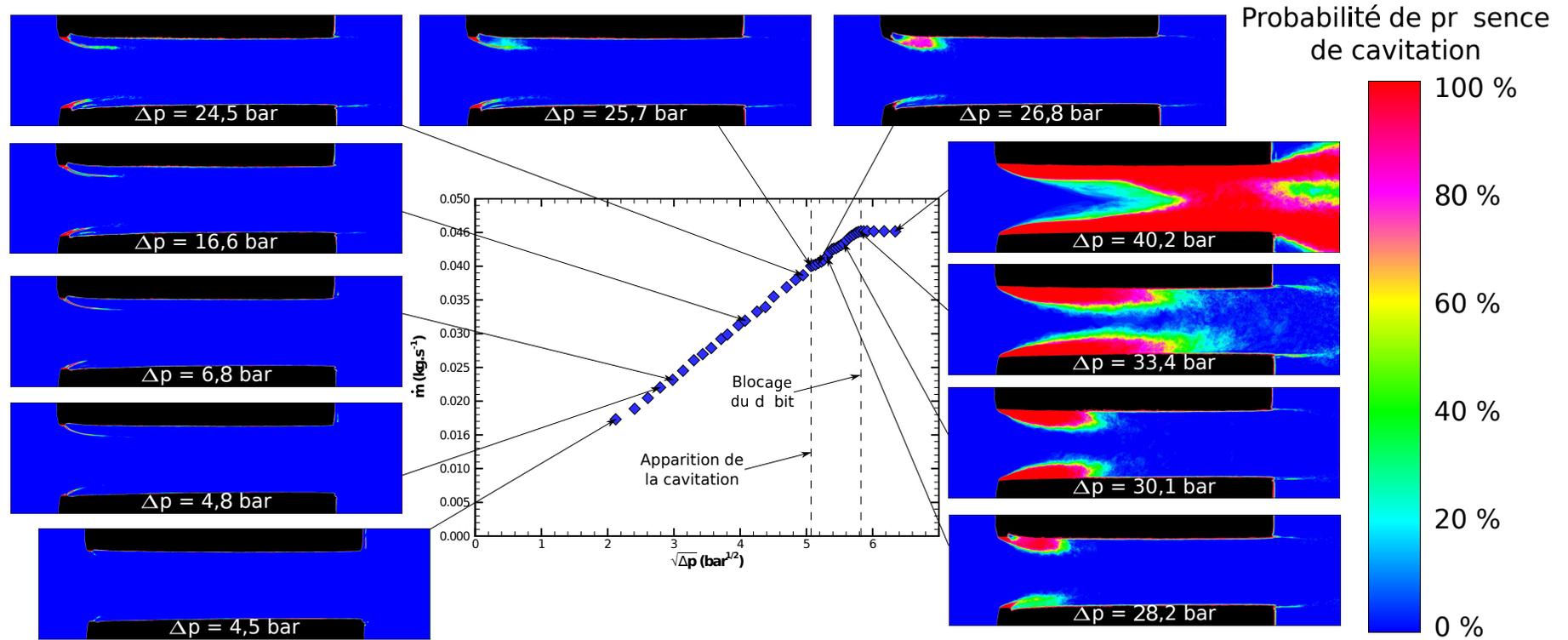


FIGURE 3.2 – Évolution du débit massique  $\dot{m}$  et de la probabilité de présence de zones sombres (gradient d'indice ou cavitation) en fonction de  $\sqrt{\Delta p}$ . Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ .

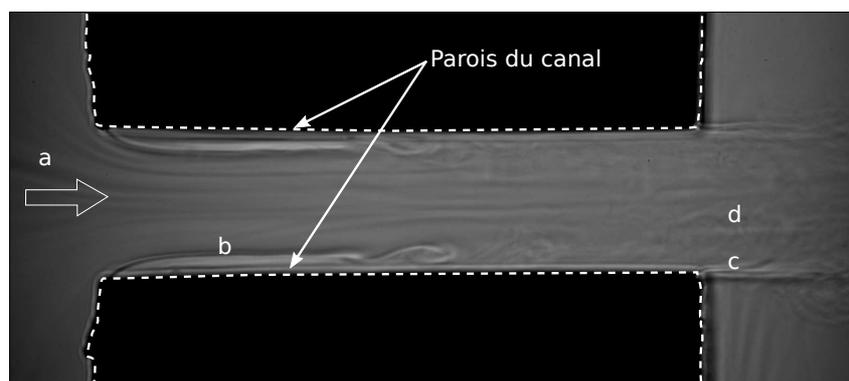
Les images de la Figure 3.2 montrent la probabilité de présence de zones sombres obtenue à partir des visualisations. Dans la suite du manuscrit, la probabilité de présence de zones sombres est aussi appelée probabilité de présence de cavitation. Toutefois, comme il sera montré plus loin, toutes les zones sombres qui apparaissent sur les visualisations ne correspondent pas forcément à de la vapeur.

Dans les sections suivantes, l'écoulement sera décrit suivant trois régimes :

- écoulement monophasique (Section 3.1.1),
- apparition et développement de la cavitation (Section 3.1.2),
- blocage de l'écoulement (Section 3.1.3).

### 3.1.1 Écoulement monophasique

En imagerie en transmission, l'éclairage est placé à l'arrière du canal et fait face à la caméra. La mise au point est faite au centre du canal. En principe, avec un tel dispositif, les zones liquides apparaissent en clair sur les images et les zones contenant de la vapeur sont, quant à elles, sombres à cause de la déviation des rayons lumineux aux interfaces liquide/vapeur. Les parois (opaques) inférieure et supérieure du canal apparaissent également en noir. À faible différence de pression, l'écoulement est monophasique (Figures 3.3, 3.6, 3.7 et 3.8). Les images de l'écoulement devraient donc être claires et homogènes en niveau de gris. Or, sur la Figure 3.3, de nettes variations de niveau de gris sont visibles. Les variations se manifestent par des zones sombres et des zones en surbrillance. Ces zones ne correspondent pas à de la vapeur mais à des gradients d'indice de réfraction mis en évidence par un effet ombroscopique. Les gradients d'indice sont nettement visibles car l'effet ombroscopique est exacerbé par la profondeur de 2 mm du canal d'étude.



**FIGURE 3.3** – Écoulement monophasique dans le canal n° 5c,  $p_{amont} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 4,5 \text{ bar}$ ,  $T = 31,9^\circ\text{C}$ . Image en transmission.

L'ombroscopie est une technique de visualisation sensible aux variations de masse volumique d'un fluide. Elle repose sur l'utilisation d'un éclairage par l'arrière et la formation d'une image avec un défaut de mise au point [75]. La Figure 3.4 en présente schématiquement le principe.

Une source lumineuse ponctuelle  $S$  collimatée éclaire un milieu  $D$  comportant des hétérogénéités d'indice de réfraction. L'image d'un plan  $O$ , focalisée à l'avant de  $D$ , est formée sur

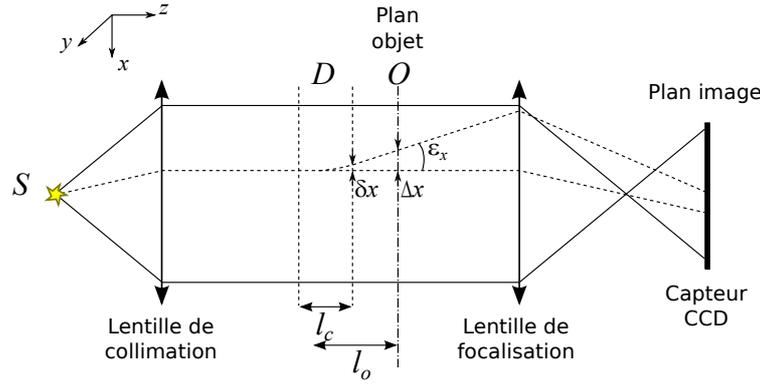


FIGURE 3.4 – Schématisation du principe de l'ombroscopie.

la capteur. En présence de gradient d'indice de réfraction dans le milieu  $D$ , les rayons lumineux sont déviés de leur trajectoire rectiligne initiale (trajectoire curviligne). Cette déviation se traduit par un déplacement  $\delta x$  du rayon à la sortie du milieu fluide et par un angle  $\varepsilon_x$ . En supposant une déviation infinitésimale du rayon avec une courbure non négligeable, l'angle de déviation s'écrit :

$$\varepsilon_x \approx \tan(\varepsilon_x) \approx \int_{D_0}^{D_1} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} ds \quad (3.1)$$

où les bornes d'intégration  $D_0$  et  $D_1$  correspondent à la trajectoire du rayon à travers  $D$  et  $n$  à l'indice de réfraction du fluide.

Dans le plan  $O$ , situé à une distance  $l_o$  de  $D$ , le rayon s'est déplacé de  $\Delta x$  de manière quasi-proportionnelle à  $l_o$  et à  $\varepsilon_x$ . En considérant que tous les rayons lumineux participent à la formation de l'image, les déplacements  $\Delta x$  (et les déplacements équivalents  $\Delta y$  sur l'axe  $y$ ) aboutissent à une redistribution de l'information lumineuse dans le plan objet  $O$  et, par conséquent, dans le plan image. Cette redistribution dépend de la variation de l'indice de réfraction  $n$  dans le fluide. En maintenant l'hypothèse de déviation infinitésimale, la variation d'intensité lumineuse  $\Delta I$  par rapport à l'intensité initiale  $I$  s'écrit :

$$\frac{\Delta I}{I} \approx -l_o \int_{z_0}^{z_1} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \ln(n) dz \quad (3.2)$$

En considérant un écoulement bidimensionnel, l'Équation 3.2 devient :

$$\frac{\Delta I(x, y)}{I(x, y)} \approx -l_o l_c \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \ln(n(x, y)) \quad (3.3)$$

L'intensité lumineuse obtenue par ombroscopie est donc approximativement proportionnelle à la dérivée seconde de l'indice de réfraction  $n$ , à la profondeur  $l_c$  du milieu étudié et à la distance de défaut de mise au point  $l_o$ . La distance  $l_o$  peut être ajustée afin d'adapter la sensibilité du dispositif à l'intensité des gradients d'indice quand ceux-ci sont faibles.

Dans la pratique, l'ombroscopie ne peut fournir qu'une information qualitative de la variation de gradient d'indice (ou de la masse volumique). En premier lieu, la double intégration nécessaire à l'obtention du champ de masse volumique rend cette technique très sensible au bruit. Ensuite, toute calibration semble difficile à réaliser, même lorsque les hypothèses d'établissement de l'Équation 3.2 sont respectées.

Avec le dispositif d'imagerie en transmission (Section 2.4.1), la source lumineuse et le système de visualisation se font face de part et d'autre du canal comme sur le schéma de la Figure 3.4. La mise au point est cependant réalisée sur le centre du canal afin de visualiser les bulles et les poches de cavitation dans l'écoulement. L'imagerie en transmission est basée sur la déviation des rayons lumineux aux interfaces liquide/vapeur. En supposant que les interfaces ne sont jamais parfaitement plates et orientées perpendiculairement aux rayons incidents, les rayons rencontrant une interface liquide/vapeur sont déviés avec un angle supérieur à l'angle de collection. Par conséquent, les bulles et les poches de cavitation apparaissent en noir sur les images. Au contraire, les régions occupées par du liquide apparaissent en clair (en l'absence de gradient de masse volumique). Ici, les gradients de masse volumique et la profondeur  $L$  du canal sont suffisamment importants pour produire des effets ombroscopiques visibles sur les images, même avec  $l_o \approx 0$  (mise au point réalisée au centre du canal). Le montage optique utilisé peut ainsi être vu comme un dispositif intermédiaire entre l'imagerie en transmission et l'ombroscopie. Ceci requiert une attention toute particulière au moment de l'interprétation des images. Il convient de noter que l'Équation 3.2 ne prédit pas d'effets ombroscopiques pour une distance  $l_o$  qui tend vers zéro. La persistance de ces effets pour une distance  $l_o \approx 0$  semble donc indiquer que les hypothèses de déviation infinitésimale et de déplacements  $\delta x$  et  $\delta y$  négligeables ne sont pas vérifiées dans l'écoulement.

Les gradients d'indice de réfraction sont causés par des gradients de masse volumique dus à des variations de pression et/ou de température. Dans les liquides, une variation positive de température de 1 K a généralement la même influence sur l'indice de réfraction qu'une variation négative de pression de 10 bar.

Dans le contexte de la présente étude, il n'est pas aisé d'attribuer les variations de masse volumique à un effet de la température ou de la pression. Néanmoins, il est possible de décrire et de tenter d'interpréter les détails apparaissant sur la Figure 3.3a-d :

- a : un gradient d'indice qui peut s'expliquer par un marquage thermique de certaines lignes de courant en amont du canal, dans des conditions laminaires.
- b : un gradient d'indice qui délimite la zone de recirculation à l'entrée du canal. Ce gradient est plus marqué que le gradient décrit précédemment (Figure 3.3a). Il correspond en fait à une zone de cisaillement entre le fluide en recirculation et l'écoulement principal où règnent de forts gradients de pression. Il est possible qu'un gradient de température se superpose au gradient de pression dans les couches de cisaillement dans des conditions de faible vitesse.
- c : des gradients d'indice à la sortie. À cet endroit, le fluide s'est échauffé par friction à la paroi. Une couche de mélange entre le jet sortant du canal et le liquide contenu dans le volume de

décharge s'est formée. L'échauffement du fluide à la paroi peut être estimé en considérant les effets de dissipation dans la couche limite. En supposant un écoulement laminaire et une température de paroi adiabatique, **Schlichting et al. [76]** donnent pour une plaque plane :

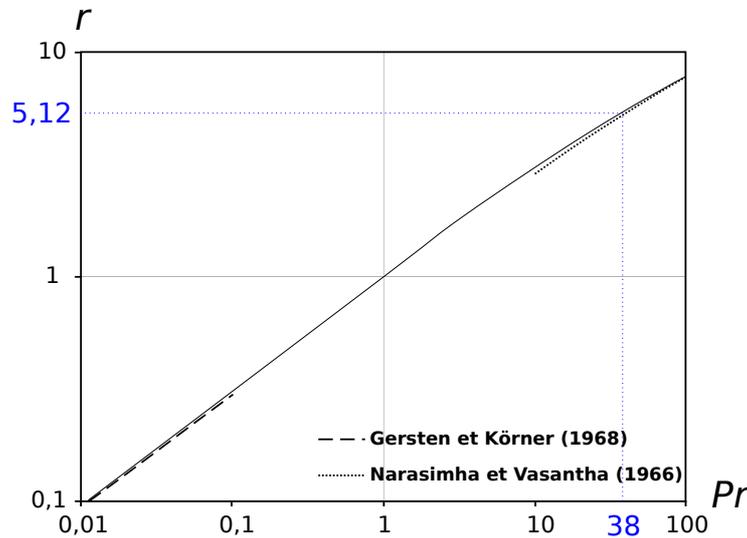
$$r(Pr) = \frac{T_{ad} - T_{\infty}}{U_{\infty}^2 / 2C_p} \quad (3.4)$$

où  $T_{ad}$  et  $T_{\infty}$  sont la température adiabatique de la paroi et la température du fluide loin de la paroi,  $U_{\infty}$  la vitesse de l'écoulement loin de la paroi et  $C_p$  la chaleur spécifique du fluide (mesures réalisées par l'université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand dans le cadre du programme NADIA-bio).  $r$  est le facteur de recouvrement qui dépend du nombre de Prandtl. Le nombre de Prandtl  $Pr$  représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique. Il est défini par :

$$Pr = \mu C_p / \lambda \quad (3.5)$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique. Dans le cas de la Figure 3.3, le nombre de Prandtl est estimé à 38. La relation empirique de **Narasimha et Vasantha (1966)** (Figure 3.5) permet de déterminer le facteur de recouvrement  $r$  tel que :

$$r(Pr) = 1,9222Pr^{1/3} - 1,341 \quad (3.6)$$



**FIGURE 3.5** – Dépendance du facteur de recouvrement  $r$  pour une plaque plane en fonction du nombre de Prandtl  $Pr$  [76].

En supposant une vitesse au centre du canal  $U_{\infty} \approx 28 \text{ m.s}^{-1}$  et une chaleur spécifique  $C_p$  de  $2010 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , la variation de température est estimée à 1 K. L'épaisseur de la couche

thermique  $\delta_{th}$  peut, quant à elle, être calculée par la relation :

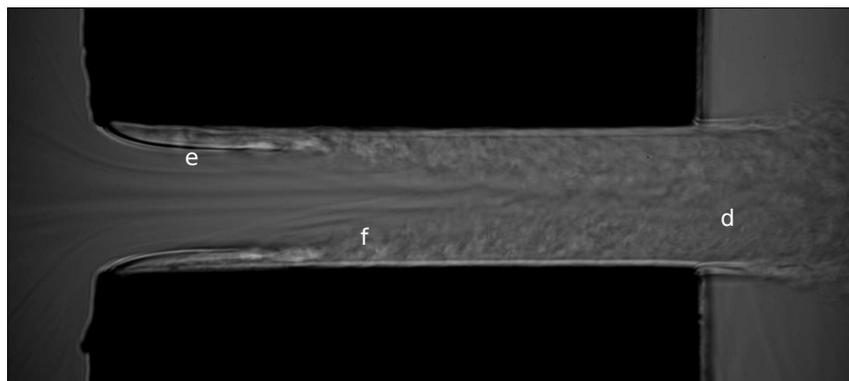
$$\delta_{th} = \frac{1}{3} Pr^{1/3} \delta_{lam} \quad (3.7)$$

Pour une épaisseur de couche limite  $\delta_{lam} \approx 55$  px (estimée d'après la Figure 3.3), la couche limite thermique  $\delta_{th}$  est inférieure à 6 px. Il semble qu'un gradient de l'ordre de  $0,1 \text{ K} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  puisse produire un effet ombroscopique observable sur les visualisations.

d : des gradients d'indice au cœur de l'écoulement sous forme de structures.

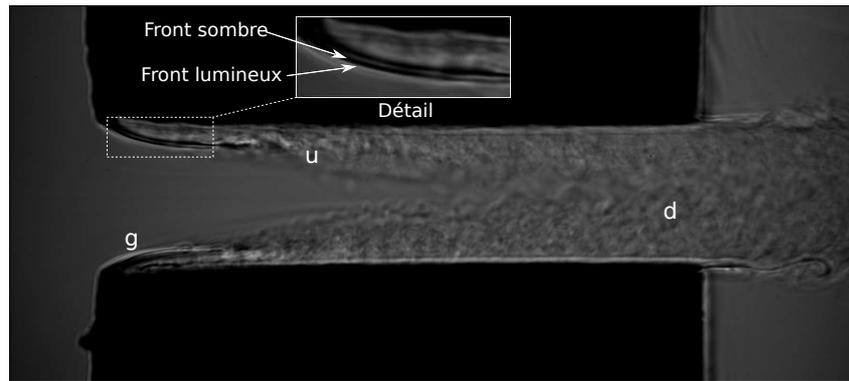
Sur la Figure 3.3, l'écoulement, laminaire à l'entrée du canal, présente des structures typiques d'instabilités dans le sillage des zones de recirculation. Vers la sortie du canal, la Figure 3.3 montre également des structures moins cohérentes. Ces dernières apparaissent aussi par effet ombroscopique. Lorsque la différence de pression augmente (Figures 3.6 et 3.7), les structures sont plus contrastées et elles apparaissent plus en amont, directement derrière les zones de recirculation (Figures 3.6f et 3.7h). Ces structures sont la marque de la turbulence au sein de l'écoulement dans le sillage des zones de recirculation. Les zones de sillage s'étendent de la paroi vers le centre de l'écoulement pour se rejoindre avant la sortie du canal.

Pour les conditions d'écoulement des Figures 3.6 et 3.7, les gradients d'indice sont plus prononcés, à tel point que les gradients à l'entrée du canal apparaissent en noir (Figures 3.6e et 3.7g). Étant donné que les visualisations sont obtenues par imagerie en transmission, il serait tentant d'interpréter les zones noires comme la présence d'une phase vapeur. Pourtant, la différence de pression entrée/sortie semble trop faible pour permettre la présence de cavitation. Une analyse plus détaillée permettra de mieux comprendre la présence des zones noires à l'entrée du canal (Sections 3.1.2 et 4.1). Ces zones noires ne sont, pour le moment, pas considérée comme de la vapeur.

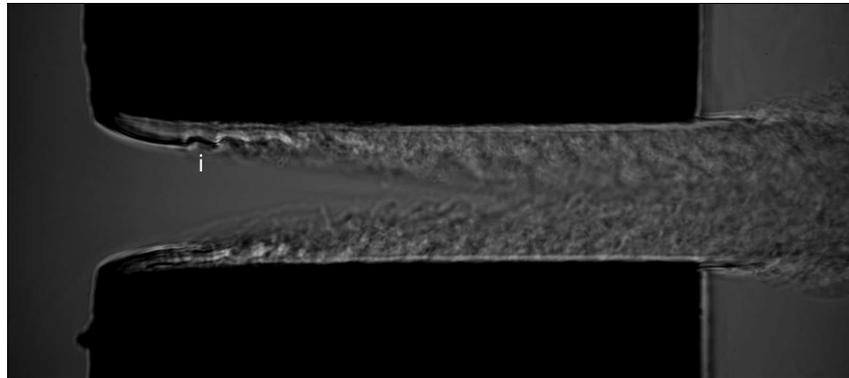


**FIGURE 3.6** – Écoulement monophasique dans le canal n° 5c,  $p_{amont} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 7,8 \text{ bar}$ ,  $T = 32,0^\circ\text{C}$ . Image en transmission.

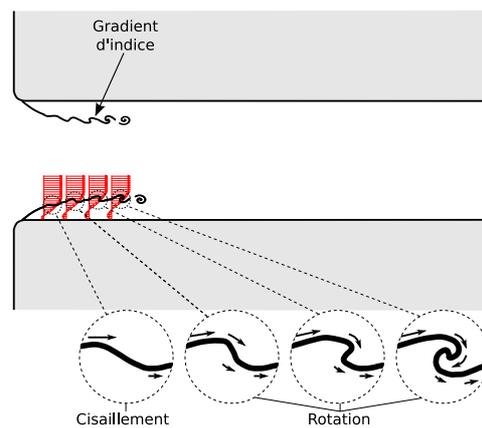
Sur la Figure 3.8, la différence de pression est encore plus importante. Les gradients d'indice visibles dans les couches de cisaillement et qui étaient jusqu'à présent « lisses » deviennent sinueux (Figure 3.8i). Cette perturbation ressemble à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz.



**FIGURE 3.7** – Écoulement monophasique dans le canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $\Delta p = 16,6$  bar,  $T = 32,1^\circ\text{C}$ . Image en transmission.



**FIGURE 3.8** – Écoulement monophasique dans le canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $\Delta p = 24,5$  bar,  $T = 31,9^\circ\text{C}$ . Image en transmission.



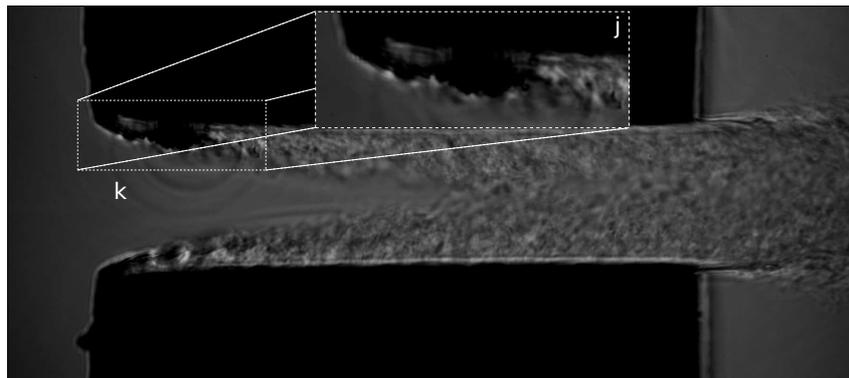
**FIGURE 3.9** – Schématisation du développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement.

La différence de vitesse entre l'écoulement principal et la zone de recirculation introduit un cisaillement du fluide conduisant à un mouvement de rotation et éventuellement à l'apparition de tourbillons. Le processus est schématisé sur la Figure 3.9. La Section 4.3 abordera plus en

détail ce mécanisme qui semble tenir une place importante dans le processus de formation de cavitation.

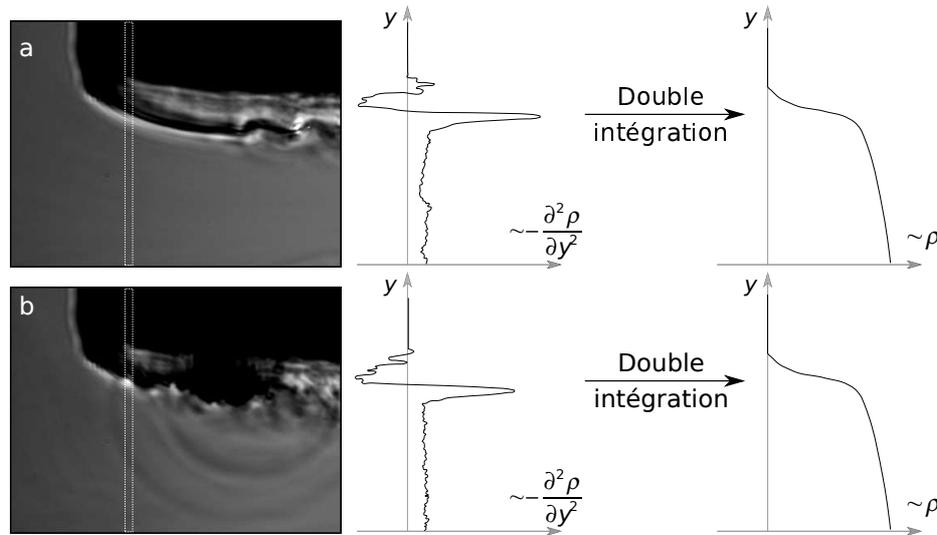
### 3.1.2 Apparition de la cavitation et son développement

Pour une différence de pression  $\Delta p$  de 25,7 bar, une formation sombre apparaît à l'entrée du canal (Figure 3.10j) dans la couche de cisaillement supérieure. La forme irrégulière de cette formation laisse peu de doute quant à sa nature : il s'agit bien ici de vapeur. Sa localisation est plus surprenante. Alors que l'on pourrait s'attendre à une apparition de la cavitation au bord d'entrée supérieur ou inférieur du canal, où la pression est *a priori* la plus faible, la cavitation semble se former plus loin, dans la couche de cisaillement. La partie avant de la couche de cisaillement semble être exempte de vapeur. La structure en forme de « virgule » sombre apparaît dès les plus faibles différences de pression (Figures 3.6-3.8), dans des conditions où la présence de cavitation semble peu probable. La structure évolue ensuite continuellement avec la différence de pression, jusqu'à  $\Delta p = 25,7$  bar (Figure 3.10).



**FIGURE 3.10** – Apparition de la cavitation dans le canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 25,7$  bar,  $T = 31,7^\circ\text{C}$ . Image en transmission.

La Figure 3.11a représente un écoulement monophasique, juste avant l'apparition de la cavitation. Les variations de niveau de gris au niveau de la couche de cisaillement s'explique parfaitement avec le principe de l'ombroscopie. Le profil d'intensité extrait (zone en pointillé) de la Figure 3.11a est constitué d'une partie sombre suivie d'une partie brillante. La double intégration (schématique) du profil montre que ce dernier est l'image ombroscopique d'un gradient de masse volumique positif entre la zone de recirculation et l'écoulement principal. La Figure 3.11b est un zoom de la Figure 3.10 où la cavitation apparaît. Un profil d'intensité est également extrait sur cette image (zone en pointillé). Ce profil est similaire à celui de la Figure 3.11a et sa double intégration conduit à l'image d'un gradient de masse volumique. Au début de la couche de cisaillement, la « virgule » sombre bordée d'une bande brillante est en fait le signe d'un gradient de masse volumique, aussi bien sur la Figure 3.11a que sur la Figure 3.11b. Il n'est donc pas justifié d'attribuer les zones sombres à l'entrée du canal à la présence de vapeur. En revanche, plus loin dans la couche de cisaillement supérieure de la Figure 3.11b, la



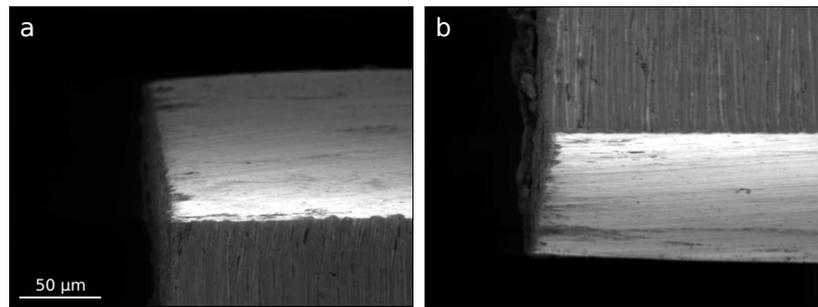
**FIGURE 3.11** – Comparaison du gradient à l'entrée du canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar. a :  $\Delta p = 24,5$  bar,  $T = 31,9^\circ\text{C}$ , écoulement monophasique (avant apparition de la cavitation). b :  $\Delta p = 25,7$  bar,  $T = 31,7^\circ\text{C}$ , apparition de la cavitation.

formation sombre et irrégulière ne présente pas de bord brillant et doit être interprétée comme un ensemble de bulles ou une poche de vapeur (En réalité, en présence de vapeur, il y a un gradient d'indice très élevé qui dépasse la dynamique de la technique optique utilisée ici). Il est à noter également la présence d'ondes de pression centrées sur la formation de vapeur qui sont attribuées à l'effondrement de bulles (Section 4.4.1).

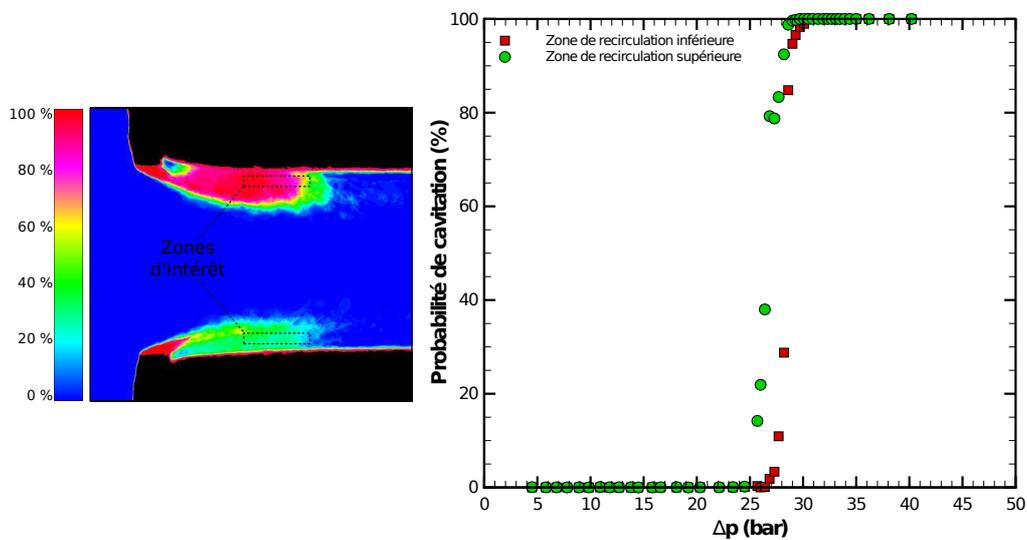
Afin de comprendre pourquoi et comment la cavitation apparaît dans la couche de cisaillement, une analyse plus détaillée est réalisée au moyen de la technique de strioscopie (Section 4.3).

Dans les conditions de la Figure 3.10, la cavitation apparaît tout d'abord occasionnellement, comme en témoigne la probabilité de cavitation (Figure 3.2), et uniquement dans la couche de cisaillement supérieure. Cette formation dissymétrique peut trouver sa cause dans une différence de géométrie entre les entrées supérieure et inférieure. La mesure exacte du rayon de courbure d'entrée est délicate car il n'est pas possible d'avoir accès à toute la profondeur de l'arrête d'entrée. Toutefois, le MEB permet d'estimer ce rayon à environ  $10\ \mu\text{m}$  à l'entrée supérieure comme à l'entrée inférieure, sans différence notable. En revanche, les visualisations faites au MEB font apparaître des irrégularités au niveau des arrêtes (Figure 3.12). Ces très faibles variations géométriques peuvent être à l'origine de différences notables sur le déclenchement de la cavitation. Ceci tendrait à montrer la grande sensibilité du déclenchement de la cavitation à de très faibles variations géométriques.

Comme précédemment mentionné, des variations d'une image à l'autre sont observées pour une même série enregistrée dans des conditions données (pression, température, débit). Il convient donc d'établir des seuils de déclenchement de la cavitation de manière statistique. Cette quantification est réalisée à partir des images de probabilité de présence de cavitation



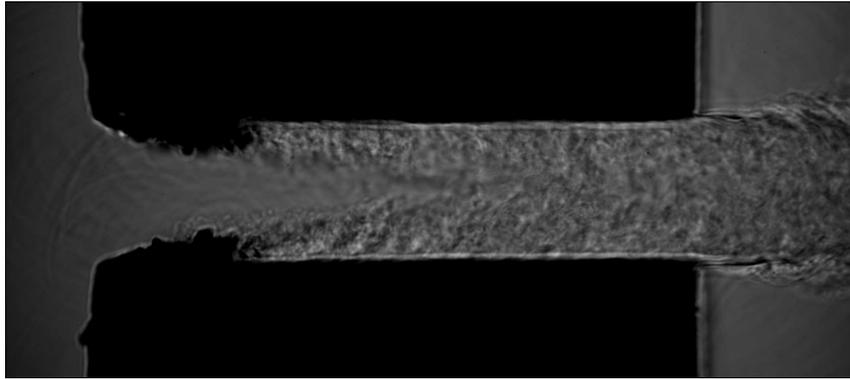
**FIGURE 3.12** – Visualisations MEB des entrées supérieure et inférieure du canal n° 5c. a : bas. b : haut.



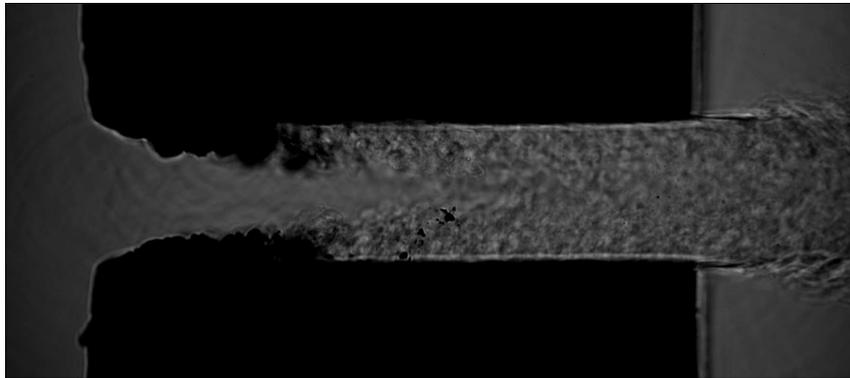
**FIGURE 3.13** – Évolution de la probabilité de présence de cavitation dans les zones de recirculation en fonction de la différence de pression entrée/sortie. Canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ .

dont un échantillon est présenté sur la Figure 3.2. Une fois amorcée, l'occurrence de la cavitation augmente rapidement à l'entrée du canal à mesure que le gradient de pression entrée/sortie croît. Ensuite, les poches de vapeur remplissent peu à peu l'intégralité des zones de recirculation puis s'allongent. Pour quantifier les conditions d'apparition de la cavitation en s'affranchissant des forts gradients d'indice à l'entrée du canal, une probabilité de présence de cavitation est établie dans les zones d'intérêt en pointillé noir (zones de recirculation supérieure et inférieure) de la Figure 3.13. La probabilité de présence de cavitation dans ces zones d'intérêt est reportée sur le graphique de la Figure 3.13 en fonction de la différence de pression entrée/sortie. En considérant un seuil de probabilité de 10%, la cavitation commence à  $\Delta p = 25,7 \pm 0,3$  bar dans la couche de cisaillement supérieure contre  $\Delta p = 27,7 \pm 0,4$  bar dans la couche de cisaillement inférieure.

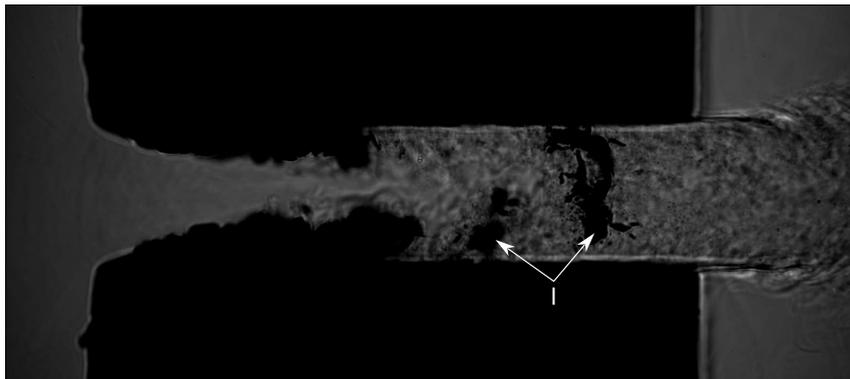
Lorsque la différence de pression  $\Delta p$  atteint 28,2 bar (Figure 3.14), les zones de recirculation sont pleines de vapeur. La probabilité de présence de cavitation y est proche de 1 pour la zone de recirculation supérieure (Figure 3.2).



**FIGURE 3.14** – Développement de la cavitation dans le canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 28,2 \text{ bar}$ ,  $T = 31,4^\circ\text{C}$ . Image en transmission.



**FIGURE 3.15** – Développement de la cavitation dans le canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 30,9 \text{ bar}$ ,  $T = 33,3^\circ\text{C}$ . Image en transmission.

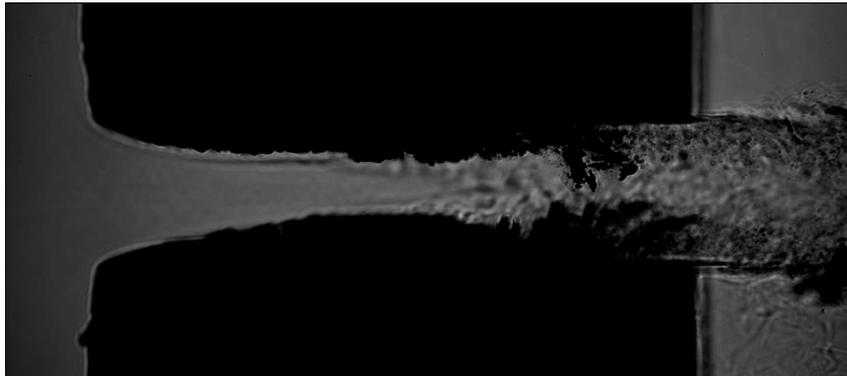


**FIGURE 3.16** – Développement de la cavitation dans le canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 33,4 \text{ bar}$ ,  $T = 31,9^\circ\text{C}$ . Image en transmission.

Lorsque la différence de pression  $\Delta p$  augmente encore, les poches de cavitation s'allongent et s'épaississent (Figures 3.15 et 3.16), générant des lâchers de poche de tailles diverses (Figure 3.16l).

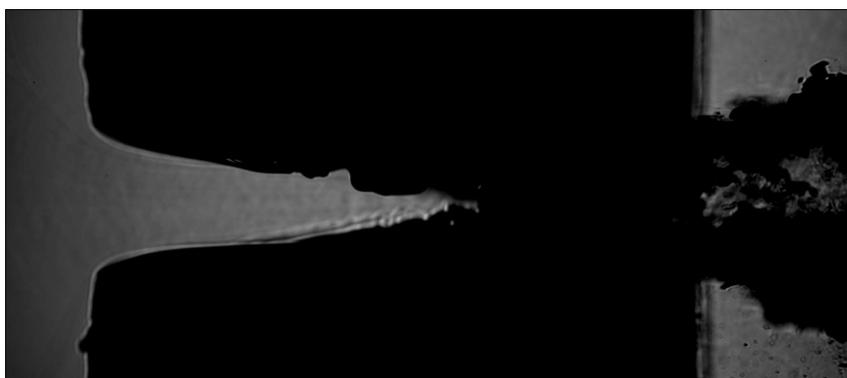
### 3.1.3 Débit bloqué

Les poches de cavitation à l'entrée du canal se développent le long des parois, au fur et à mesure que la différence de pression entrée/sortie augmente. À partir d'une certaine différence de pression, la longueur des poches atteint quasiment la longueur du canal (Figure 3.17) et des lâchers de poches peuvent se retrouver dans l'écoulement en sortie du canal. À ce stade, l'écoulement est bloqué. Une approche hydraulique du mécanisme sera présentée en Section 3.2.1.



**FIGURE 3.17** – *Blocage du débit dans le canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 33,9$  bar,  $T = 31,2^\circ\text{C}$ . Image en transmission.*

Enfin, lorsque la différence de pression augmente encore (Figure 3.18), les poches de cavitation s'étendent au-delà du canal. Il est probable que dans une configuration réelle d'injecteur, de telles conditions d'écoulement (Figures 3.17 et 3.18) conduisent en sortie à l'obtention d'un mélange de carburant liquide et vapeur. Il est à noter également que sur la Figure 3.18 l'ensemble du canal semble occupé par de la vapeur. Il est cependant probable que l'écoulement ne soit plus 2D dans ces conditions et qu'un cœur liquide subsiste au centre du canal.



**FIGURE 3.18** – *Blocage du débit dans le canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 40,2$  bar,  $T = 32,7^\circ\text{C}$ . Image en transmission.*

## 3.2 Comportement hydraulique

À chaque série de visualisations effectuée sont associés une pression amont  $p_{amont}$ , une pression aval  $p_{aval}$ , un débit volumique  $Q_v$  et une température  $T$ . Dans cette section, le débit massique  $\dot{m}$  est mesuré en fonction de la différence de pression entrée/sortie  $\Delta p$ , ou plus exactement  $\sqrt{\Delta p}$ . Les courbes ( $\dot{m} = f(\sqrt{\Delta p})$ ) sont comparées à des quantités issues des visualisations. Pour des raisons pratiques, les plus grands débits (débit bloqué) seront abordés en premier (Section 3.2.1) puis les plus faibles débits avec l'apparition de la cavitation et son développement (Section 3.2.2).

### 3.2.1 Blocage du débit

Le blocage du débit peut s'expliquer sur la base d'un raisonnement 1D. Ce modèle a été introduit par Nurick [35]. L'écoulement dans le canal est schématisé sur la Figure 3.19. Le rétrécissement brusque à l'entrée du canal provoque une accélération du fluide qui se décolle alors de la paroi de l'orifice, formant la *vena contracta*. Cette dernière conduit à la formation de zones de recirculation. L'écoulement principal voit sa section de passage  $A_0$  diminuée du fait de la contraction et atteindre un minimum de section  $A_C$ . Le long de l'axe central du canal, la vitesse  $U_C$  atteint un maximum en  $A_C$ , où la pression  $p_C$  atteint quant à elle un minimum.

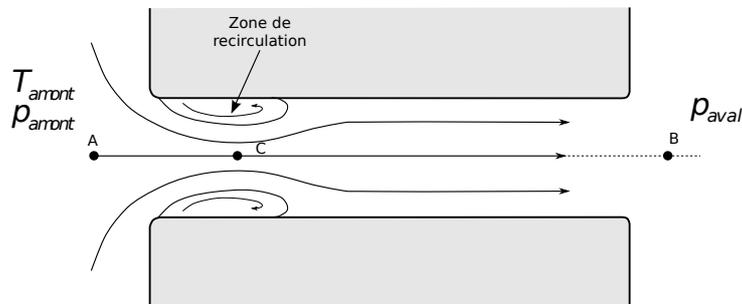


FIGURE 3.19 – Schématisation de l'écoulement dans le canal en conditions non cavitantes.

Un coefficient de contraction  $C_C$  peut être défini comme le rapport de la section contractée  $A_C$  et de la section du canal  $A_0$ , soit :

$$C_C = \frac{A_C}{A_0} \quad (3.8)$$

En appliquant la relation de Bernoulli (fluide incompressible et irrotationnel) entre les points A et C, le long d'une ligne de courant au centre du canal, le débit massique s'écrit :

$$\dot{m} = A_0 C_C \sqrt{2\rho(p_{amont} - p_C)} \quad (3.9)$$

À mesure que  $p_{aval}$  diminue, le débit et le gradient de pression  $\Delta p$  augmentent. La pression en C diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale limite : la pression de vapeur saturante  $p_v$ .

Le liquide se vaporise, c'est l'apparition de la cavitation. Le débit  $\dot{m}$  est alors égal à :

$$\dot{m} = A_0 C_C \sqrt{2\rho(p_{amont} - p_v)} \quad (3.10)$$

Le débit  $\dot{m}$  n'est plus dépendant de la pression aval  $p_{aval}$ , ce qui signifie que toute diminution supplémentaire de  $p_{aval}$  n'aura pas d'effet sur ce débit.

Par ailleurs, le débit traversant réellement le canal n'est pas toujours égal au débit produit par le gradient de pression  $\Delta p$  entre l'entrée et la sortie (pertes de charge, vaporisation...). Un coefficient de décharge  $C_D$  est introduit pour caractériser cette différence :

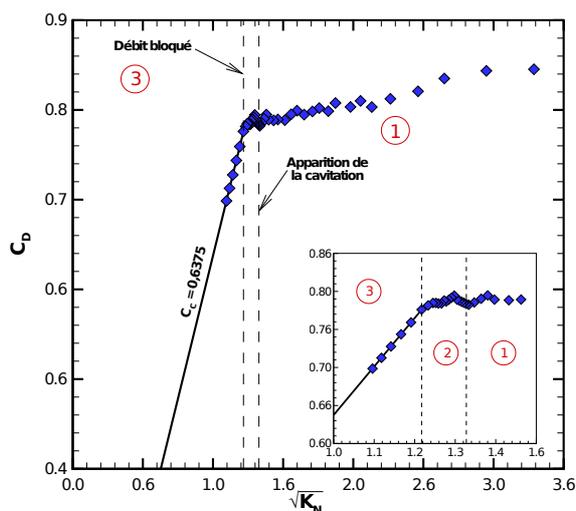
$$C_D = \frac{\dot{m}}{A_0 \sqrt{2\rho\Delta p}} \quad (3.11)$$

La combinaison des équations 3.10 et 3.11 conduit à la relation obtenue par **Nurick [35]** :

$$C_D = C_C \sqrt{\frac{p_{amont} - p_v}{p_{amont} - p_{aval}}} = C_C \sqrt{K_N} \quad (3.12)$$

où  $K_N$  est le nombre de cavitation.

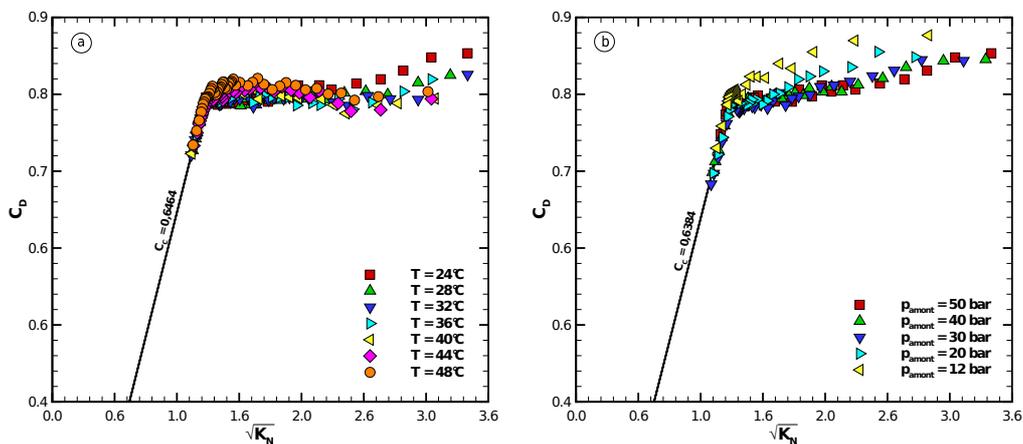
En traçant  $C_D = f(\sqrt{K_N})$  (Figure 3.20), il est ainsi possible de déterminer le coefficient de contraction  $C_C$  de l'écoulement à partir des mesures de pression et de débit (Figure 3.20). Jusqu'à l'apparition de la cavitation ( $\sqrt{K_N} > 1,328$ ), le coefficient de décharge  $C_D$  décroît lentement lorsque  $\sqrt{K_N}$  diminue. Puis, le comportement oscillant du débit  $\dot{m}$  dans la zone (2) mentionné précédemment (début Section 3) se traduit ici par des oscillations du coefficient de décharge  $C_D$ . Enfin, pour  $\sqrt{K_N} < 1,218$ , le débit est bloqué et le coefficient de décharge  $C_D$  décroît brusquement. Le coefficient de contraction  $C_C$  peut être déterminé à partir de la valeur asymptotique du coefficient  $C_D$  pour  $\sqrt{K_N}$  tendant vers 1.



**FIGURE 3.20** – Évolution du coefficient de décharge  $C_D$  en fonction de  $\sqrt{K_N}$  dans le canal n° 5c.  $p_{amont} = 40$  bar.

D'après la courbe de la Figure 3.20, le coefficient de contraction  $C_C$  est égal à 0,6375. Ce résultat est en assez bon accord avec les valeurs obtenues par **Nurick [35]** (avec de faibles rayons de courbure). Néanmoins, il est plus faible que les valeurs annoncées par **Sou et al. [37]** dans une configuration similaire. Dans leur étude, ces derniers déterminent de manière optique (et non hydraulique) le coefficient de contraction  $C_C$  à partir de visualisations. Dans la Section 3.2.2, une approche similaire sera employée et montrera effectivement des résultats assez proches de ceux de **Sou et al. [37]**. Un écart entre les valeurs de  $C_C$  obtenues optiquement et celles calculées à partir des mesures de débit est donc constaté.

Sur les Figures 3.21a-b, le coefficient de contraction  $C_C$  est déterminé pour différentes températures et pressions amont. Le coefficient dépend peu de ces paramètres. En revanche, en conditions non cavitantes, le coefficient de décharge  $C_D$  diminue avec l'augmentation de la pression amont  $p_{amont}$ . Autrement dit, le coût de l'augmentation de débit devient plus élevé à mesure que  $p_{amont}$  augmente.



**FIGURE 3.21** – Évolution du coefficient de décharge  $C_D$  en fonction de  $\sqrt{K_N}$  dans le canal n° 5c. a : pour différentes températures  $T$ ,  $p_{amont} = 50$  bar. b : pour différentes pressions amont  $p_{amont}$ ,  $T \approx 24^\circ\text{C}$ .

En introduisant dans l'Équation 3.10 le coefficient de contraction  $C_C$  déterminé à partir de la Figure 3.20, le modèle 1D permet de prédire la valeur du débit bloqué de manière satisfaisante pour différentes pressions amont considérées (Figure 3.22). Ceci montre la bonne cohérence des mesures et du modèle 1D. Toutefois, ce modèle reste un modèle simpliste qui ne reflète pas réellement la physique du phénomène de blocage. Il suppose en effet que sur une section de l'écoulement la pression atteint la pression de vapeur saturante et donc que l'écoulement se vaporise au centre du canal. La Figure 3.23 montre la probabilité de présence de cavitation dans le canal lorsque les conditions de blocage sont atteintes. Il est clair que la cavitation apparaît au niveau des zones de recirculation et non au centre du canal où la pression de vapeur saturante n'est pas atteinte, même au delà des conditions de blocage de débit. Ceci sera d'ailleurs confirmé à la Section 4.2.

Une autre façon d'aborder le phénomène de blocage est de prendre en compte la vitesse

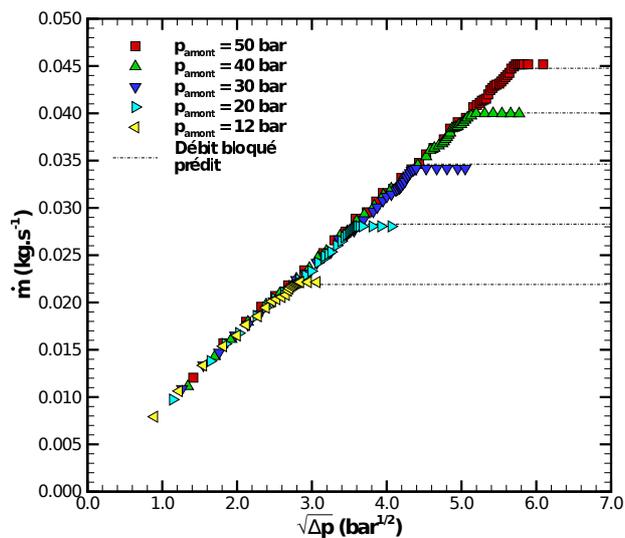


FIGURE 3.22 – Prédiction du débit massique  $\dot{m}$  bloqué à partir de la détermination du coefficient de contraction  $C_C$  déterminé à partir de la Figure 3.20. Canal n° 5c.

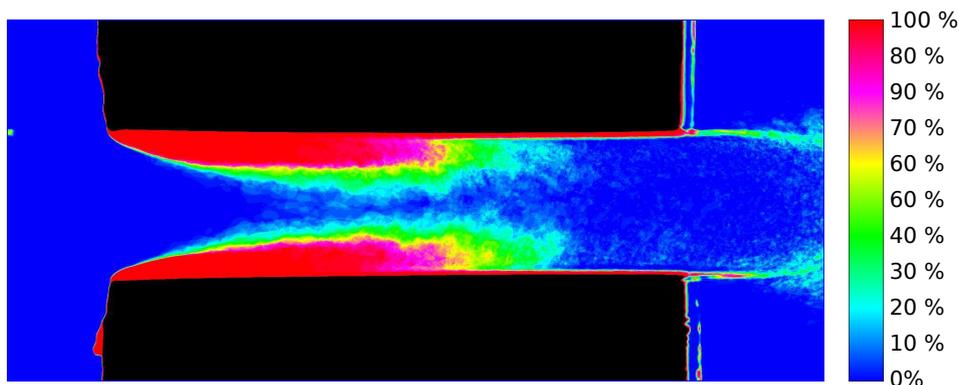


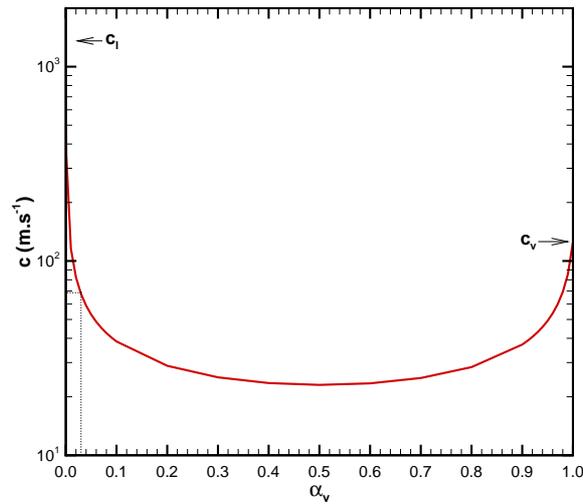
FIGURE 3.23 – Exemple de probabilité de présence de cavitation dans le canal en condition de blocage. Canal n° 5c :  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $\Delta p = 32,8$  bar,  $T = 24,8^\circ\text{C}$ .

du son comme vitesse limite pour l'écoulement. En considérant un écoulement diphasique  $m$ , homogène, constitué d'une phase liquide  $l$  et d'une phase vapeur  $v$  (gaz parfait et polytropique), en émettant l'hypothèse d'absence de changement de phase et en négligeant le glissement entre les phases, **Brennen** [77] montre que le mélange diphasique est plus compressible que le liquide et la vapeur. Il écrit la relation suivante :

$$\frac{1}{c_m^2} = [(1 - \alpha_v) \rho_l + \rho_v \alpha_v] \left[ \frac{(1 - \alpha_v)}{\rho_l c_l^2} + \frac{\alpha_v}{\rho_v c_v^2} \right] \quad (3.13)$$

où  $c$  et  $\alpha$  sont respectivement la vitesse du son et la fraction vapeur des entités considérées. Pour l'huile utilisée dans la présente étude, il découle de l'Équation 3.13 l'évolution de la vitesse du son  $c_m$  présentée sur la Figure 3.24.

La vitesse du son  $c_m$  est considérablement réduite, même pour une faible fraction vapeur  $\alpha_v$ .



**FIGURE 3.24** – Évolution de la vitesse du son pour un mélange homogène d’huile ISO 4113 à 20 bar et 25°C. Phase vapeur :  $\rho_v = 7,0 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $c_v = 125 \text{ m.s}^{-1}$ . Phase liquide :  $\rho_l = 818,1 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $c_l = 1\,355 \text{ m.s}^{-1}$  (mesures réalisées au Laboratoire des Sciences Analytiques de Lyon dans le cadre du programme NADIA-bio).

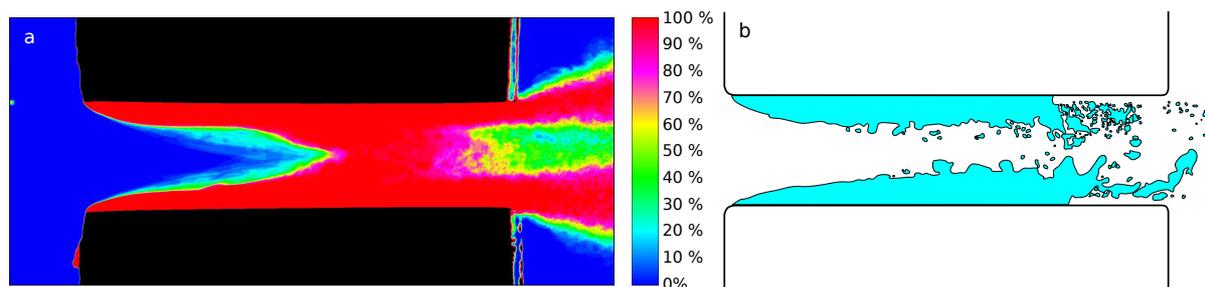
Elle est d’environ  $1\,355 \text{ m.s}^{-1}$  à 20 bar et 25°C pour le liquide pur ( $\alpha_v = 0$ ). Si la fraction vapeur  $\alpha_v$  contenue dans l’huile passe à 3 %, la vitesse du son  $c_m$  est divisée par 20. Le blocage sonique dans un milieu diphasique homogène arrive bien plus vite que dans un milieu liquide. La vitesse du son est très faible du fait de multiples réflexions des ondes de pression, dues aux nombreuses interfaces traversées, dans un milieu liquide comportant des bulles réparties de façon homogène [21].

Dans le cas particulier de l’écoulement cavitant, il est difficile de considérer l’écoulement comme un milieu diphasique homogène. D’après les images en transmission (Section 4), au moment du blocage, l’écoulement à l’entrée du canal s’apparente plus à un écoulement stratifié comportant deux phases continues vapeur et liquide. Ensuite, à partir de la moitié du canal, on observe, en fonction du développement des poches, un milieu stratifié avec de la vapeur proche des parois et un milieu diphasique au cœur de l’écoulement (Figure 3.25).

L’étude du blocage sonique dans un milieu stratifié de ce type est plus complexe et dépasse le cadre de ce travail.

### 3.2.2 Comportement hydraulique oscillant

De l’apparition de la cavitation jusqu’au blocage de débit, le coefficient de décharge  $C_D$  et le débit massique  $\dot{m}$  évoluent d’une manière particulière (oscillations). Comme mentionné en début de chapitre, ce comportement est souvent passé sous silence [41, 43, 26]. Pour leur part, Payri *et al.* [58] effectuent sur des orifices cylindriques et convergents des mesures de débit et des mesures de quantité de mouvement du spray en sortie. Ils constatent que le débit massique est bloqué en conditions cavitantes pour l’orifice cylindrique mais que la quantité de



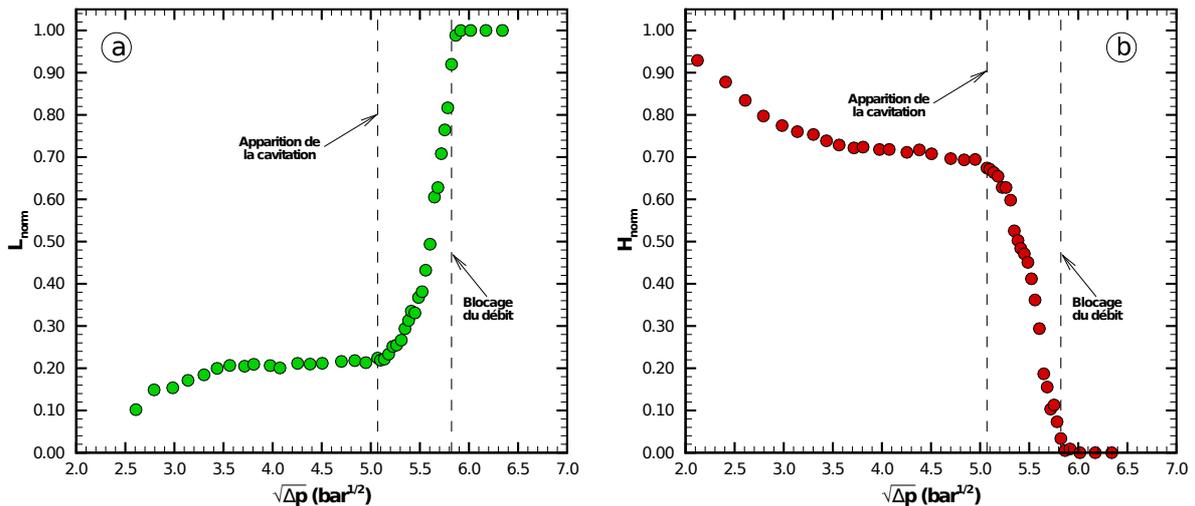
**FIGURE 3.25** – *a* : exemple de probabilité de présence de cavitation dans le canal en conditions de blocage. Canal n° 5c :  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 37,1$  bar,  $T = 24,7^\circ\text{C}$ . *b* : schématisation de l'organisation de l'écoulement cavitant dans le canal, milieu stratifié vapeur-diphasique-vapeur.

mouvement reste proportionnelle à la différence de pression. **Payri et al.** concluent que deux processus physiques doivent être considérés. D'une part, l'étranglement du débit doit conduire à une quantité de mouvement plus petite puisque cette dernière est à peu près égale au produit du débit massique par la vitesse. D'autre part, comme proposé par **Schmidt et al.** [57], l'apparition de la cavitation doit diminuer la contrainte de la friction de l'écoulement à la paroi, du fait que la phase vapeur soit située entre la phase liquide et la paroi. Comme la quantité de mouvement du spray est toujours proportionnelle à la différence de pression, même en conditions cavitantes, les tendances expérimentales montrent que l'étranglement du débit massique est en partie compensé par une plus petite perte de friction à la paroi. En conséquence, une augmentation de la vitesse effective avec la différence de pression est supposée. L'explication de **Payri et al.** est donnée pour un écoulement déjà bloqué. Les deux phénomènes considérés n'apparaissent sans doute pas instantanément. Leur apparition progressive pourrait expliquer le comportement oscillant du débit au moment du développement de la cavitation.

Un autre aspect à considérer pour trouver une explication au comportement oscillant du débit est celui de l'existence d'une hystérésis à la disparition ou à l'apparition de la cavitation ([78, 26]). Comme indiqué à la Section 2.1, le banc expérimental de la présente étude permet de faire varier le débit de fluide passant dans le canal en modifiant le gradient de pression entrée/sortie. Ces réglages permettent d'étudier l'écoulement à différents stades de développement de la cavitation. Ils se font de manière dichotomique au moyen des vannes de bypass et de contre-pression. Initialement,  $p_{amont}$  et  $p_{aval}$  sont très proches, conduisant à un faible débit. Pour changer les conditions de l'écoulement et augmenter le débit, la vanne de contre-pression est légèrement ouverte.  $p_{aval}$  diminue alors, entraînant fatalement une légère chute de  $p_{amont}$ . Pour rééquilibrer la boucle hydraulique à la pression amont  $p_{amont}$  souhaitée, la vanne de bypass est légèrement refermée. La procédure étant itérative, le phénomène d'hystérésis ne devrait pas apparaître. Toutefois, il est important de garder à l'esprit la possible existence de ce phénomène qui ne peut de toute façon être maîtrisé avec cette installation.

Le développement des poches de cavitation pourrait aussi être incriminé dans le comportement oscillant du débit. À partir des visualisations obtenues par imagerie en

transmission, une mesure de longueur de poche et de hauteur de l'écoulement resté liquide au centre du canal est réalisée (algorithme en Annexe D). Les résultats sont présentés de manière statistique (Figure 3.26). Pour la bonne compréhension des courbes, il convient de tenir compte des gradients d'indice qui apparaissent par effet ombroscopique et qu'il n'est pas toujours possible de dissocier des formations de vapeur dans l'écoulement.

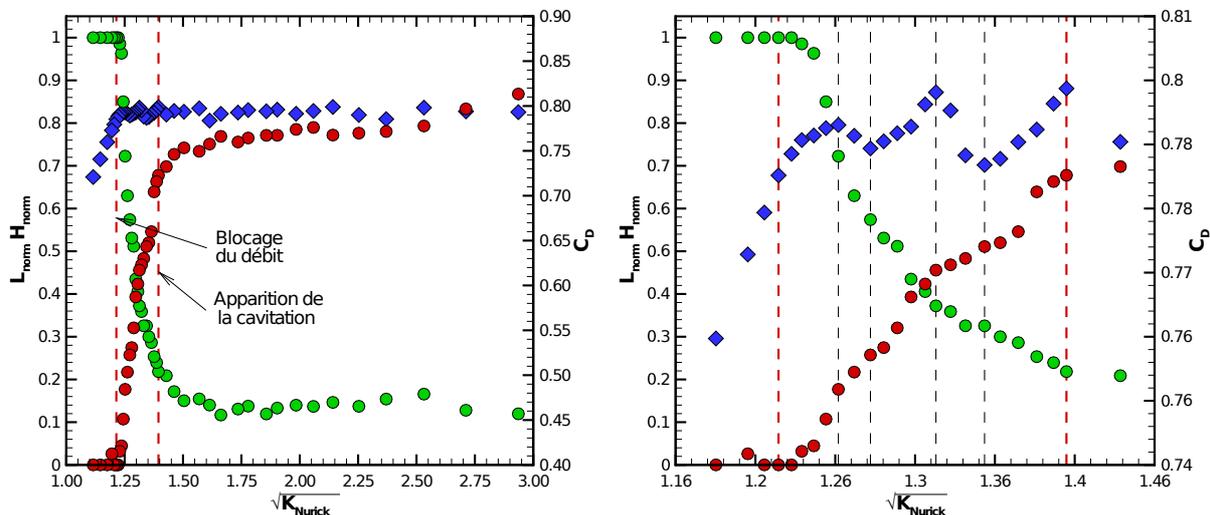


**FIGURE 3.26** – a : évolution de la longueur des gradients et des poches de cavitation dans le canal. b : évolution de la hauteur minimale de liquide dans le canal, canal n° 5c :  $p_{amont} = 50$  bar,  $T = 32^\circ\text{C}$ .

Pour  $\sqrt{\Delta p} < 5,07$  bar<sup>1/2</sup> ( $\Delta p = 25,7$  bar), l'écoulement est monophasique (Figure 3.26). La longueur des gradients d'indice dans les couches de cisaillement est mesurée ainsi que la hauteur entre les deux couches. La longueur des gradients d'indice augmente jusqu'à  $\sqrt{\Delta p} \approx 3,6$  bar<sup>1/2</sup> ( $\Delta p = 13,0$  bar) puis se stabilise à une longueur normalisée  $L_{norm} \approx 0,2$ . Sur la Figure 3.26b, la hauteur normalisée de passage du liquide  $H_{norm}$  diminue quant à elle tout d'abord rapidement puis plus doucement. À  $\sqrt{\Delta p} = 5,07$  bar<sup>1/2</sup> ( $\Delta p = 25,7$  bar), la cavitation apparaît et se développe très rapidement le long du canal (augmentation de  $L_{norm}$ ), jusqu'à atteindre l'extrémité de ce dernier après le blocage du débit (qui se manifeste quand les poches atteignent environ les deux tiers du canal). Sur la Figure 3.26b,  $H_{norm}$  diminue tout aussi rapidement, jusqu'à ce que les poches de cavitation inférieure et supérieure se rejoignent après le blocage du débit.  $H_{norm}$  est en fait une mesure optique du coefficient de contraction  $C_C$ , à l'instar de la mesure proposée par **Sou et al.** [37] en condition cavitante. Dans l'étude de **Sou et al.**, aucun gradient d'indice n'est visible ; seules les formations de vapeur permettent de déterminer  $H_{norm}$ . Ce dernier reste relativement constant. Dans la présente étude, à l'apparition de la cavitation,  $H_{norm}$  est de 0,68 comme dans l'étude de **Sou et al.** Ensuite,  $H_{norm}$  diminue jusqu'à une valeur nulle signifiant que les poches de vapeur se sont rejointes (en apparence). Cette réunification des poches n'est pas observée pour les faibles pressions amont  $p_{amont}$ . Sur le dispositif de **Sou et al.**, l'orifice 2D est plus grand (4 mm de hauteur). Les poches ne se rejoignent pas même lorsqu'elles sont

complètement développées.

Pour  $1,395 \leq \sqrt{K_N} \leq 1,214$  (Figure 3.27), des oscillations du coefficient de décharge  $C_D$  sont observés. Son évolution est comparée aux évolutions de  $L_{norm}$  et  $H_{norm}$  sur la Figure 3.27.



**FIGURE 3.27** – Comparaison de l'évolution du coefficient de décharge  $C_D$   $\blacklozenge$  à l'évolution de la longueur normalisée des poches de cavitation  $L_{norm}$   $\bullet$  et à la hauteur minimale de liquide  $H_{norm}$   $\bullet$ , canal n° 5c :  $p_{amont} = 50$  bar,  $T = 32^\circ\text{C}$ .

L'évolution du coefficient de décharge  $C_D$  est découpée en 7 zones pour des valeurs décroissantes de  $\sqrt{K_N}$  (de droite à gauche). Il semble que l'évolution du coefficient de décharge  $C_D$  soit liée à l'évolution de la longueur et de la hauteur des poches mais d'une manière non triviale. En effet, chaque changement de signe de l'évolution de  $C_D$  être associé à un changement de pente de  $L_{norm}$ , de  $H_{norm}$  ou des deux. En reprenant l'argumentaire de **Schmidt et al.** [57] et de **Payri et al.** [58], l'allongement des poches diminuerait la friction entre le fluide et la paroi alors qu'une augmentation de la hauteur des poches « étranglerait » davantage l'écoulement. Toutefois, ces deux paramètres évoluant de manière non monotone, leur influence sur le coefficient de décharge est difficilement quantifiable.

Il est délicat de dégager un sens physique au comportement du coefficient de décharge  $C_D$  entre l'apparition de la cavitation et le blocage de débit. Toutefois, les oscillations du coefficient  $C_D$  (ou du débit massique  $\dot{m}$ ) semblent être liées aux évolutions de longueur et de hauteur de poches de cavitation.





---

# Chapitre 4

## Méthodes avancées de visualisation

Ce chapitre montre comment les techniques optiques introduites à la Section 2.4, à savoir la strioscopie et l'interférométrie, sont utilisées pour comprendre différents comportements observés au Chapitre 3, notamment l'assombrissement important du gradient d'indice à l'entrée du canal en l'absence de cavitation et l'apparition de la cavitation dans la couche de cisaillement. Le couplage de ces deux techniques permet également de compléter la description de l'écoulement en obtenant des champs de pression dans le canal.

Ce chapitre présente aussi quelques exemples de couples d'images corrélées temporellement utilisés pour étudier la dynamique des lâchers de poche de cavitation et la formation d'ondes de pression à l'entrée du canal. Enfin, les structures turbulentes visibles sur les images corrélées temporellement sont utilisées pour remonter à des champs de vitesse grâce à un algorithme de type *PIV* [79, 80].

### 4.1 Assombrissement du gradient d'indice de réfraction à l'entrée du canal

Pour rappel, sur les visualisations d'imagerie en transmission, un fort gradient d'indice apparaît par effet ombroscopique à l'entrée du canal, au niveau de la couche de cisaillement (Figures 3.6 et 3.7). Ce gradient apparaît sous la forme d'un front lumineux juxtaposé à un front plus sombre (Figure 3.11).

Les gradients d'indice sont aussi présents sur les visualisations par strioscopie. Comme mentionné à la Section 2.4, la strioscopie est une technique sensible à la dérivée première de la masse volumique selon une direction ( $x$  ou  $y$ ). Son principe est schématisé sur la Figure 4.1.

Une source lumineuse ponctuelle  $S$  est collimatée et éclaire un milieu  $D$  comportant des variations d'indice de réfraction. Une première lentille est utilisée afin de matérialiser un plan de Fourier du milieu  $D$ . Un couteau de Foucault (lame de rasoir par exemple) est placé dans ce plan. Une seconde lentille reforme l'image de  $D$  sur le capteur CCD. La mise au point se fait sur le centre du canal et en l'absence de variations d'indice, les rayons lumineux conservent

---

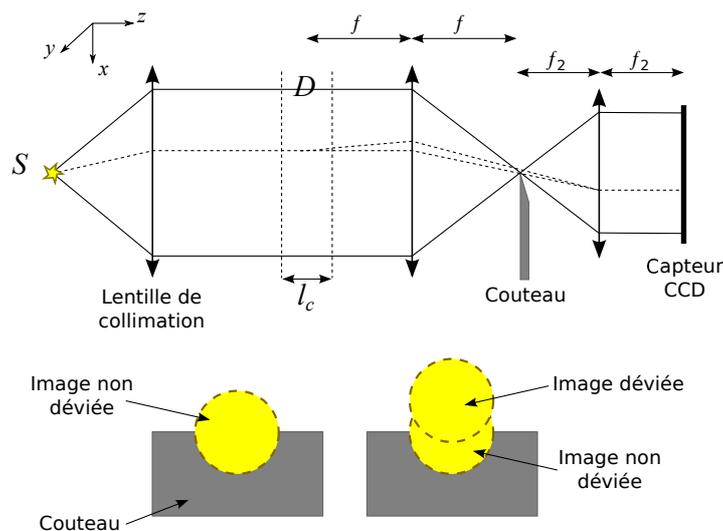


FIGURE 4.1 – Schématisation du principe de la strioscopie.

un angle d'incidence nul. Après la première lentille, les rayons lumineux coupent le plan de Fourier en son centre (sur l'axe optique). Dans le plan de Fourier, chaque rayon est associé à une tache lumineuse. Cette tache correspond à l'image de la source (ou à la divergence du faisceau collimaté). Le couteau est placé sur l'axe optique de telle sorte qu'il coupe en partie la tache lumineuse. En présence de gradients d'indice de réfraction (gradients de masse volumique), les rayons lumineux sont alors déviés. Pour observer les gradients verticaux, le couteau est positionné horizontalement, comme sur la Figure 4.1. Les gradients entraînent une déviation des rayons vers le haut (ou vers le bas selon leur signe), ce qui conduit à une augmentation (ou à une diminution) de l'intensité lumineuse. Les gradients de masse volumique apparaissent alors plus lumineux ou plus sombres sur les visualisations. En supposant une déviation infinitésimale des rayons, en négligeant les aberrations géométriques des lentilles et en considérant une image de la source de forme rectangulaire (ce qui n'est toutefois pas le cas dans la présente étude), la variation d'intensité lumineuse  $\Delta I$  par rapport à l'intensité initiale  $I$  s'écrit [75] :

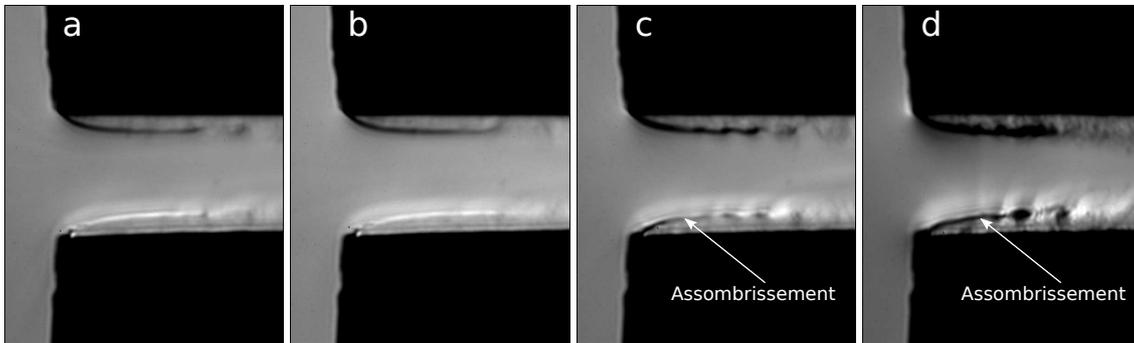
$$\frac{\Delta I}{I} \approx \frac{f}{a} \int_{D_0}^{D_1} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} ds \quad (4.1)$$

où  $f$  est la distance focale de la première lentille et  $a$  la hauteur de la tache lumineuse selon  $x$  dans le plan de Fourier. Si le couteau est positionné verticalement,  $\partial n/\partial x$  devient  $\partial n/\partial y$  dans la relation 4.1. En supposant que l'écoulement est bidimensionnel, l'Équation 4.1 devient :

$$\frac{\Delta I(x, y)}{I(x, y)} \approx \frac{fl_c}{a} \frac{1}{n(x, y)} \frac{\partial n(x, y)}{\partial x} \quad (4.2)$$

La méthode par strioscopie est ainsi une méthode sensible à la dérivée première de l'indice de réfraction (ou masse volumique) par rapport à  $x$  ou  $y$ . Il convient de noter qu'en principe, la méthode par strioscopie n'est pas sensible aux déplacements des rayons par effets ombroscopiques car la mise au point est réalisée sur le milieu  $D$ . Or, il a été mentionné à la Section 3.1.1 que même

avec  $l_o = 0$  (Équation 3.3) les effets ombroscopiques n'étaient pas nuls. Il est donc probable que les images strioscopiques conservent une sensibilité à la dérivée seconde de la masse volumique, au moins dans la direction du couteau (une sensibilité à  $\frac{\partial^2 n}{\partial y^2}$  sur les images sensibles à  $\frac{\partial n}{\partial x}$ ).



**FIGURE 4.2** – Écoulement monophasique dans le canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ . Images en strioscopie, couteau en position horizontale. a :  $\Delta p = 7,8$  bar. b :  $\Delta p = 9,8$  bar. c :  $\Delta p = 13,8$  bar. d :  $\Delta p = 24,6$  bar.

En utilisant le montage strioscopique avec le couteau en position horizontale, les gradients à l'entrée et à la sortie du canal apparaissent clairement. Sur les Figures 4.2a et 4.2b (à faible  $\Delta p$ ), les gradients sont sombres en haut et brillants en bas puisqu'ils sont de signe opposé. Ces observations confirment que les zones sombres visibles par ombroscopie dans ces mêmes conditions (Section 3.1.1) sont bien dues à des gradients d'indice et non pas à la présence de vapeur. Les gradients sont plus marqués sur la Figure 4.2b où la différence de pression est plus importante. Le gradient sombre devient alors plus noir et s'épaissit. Le gradient lumineux, quant à lui, devient plus clair. Pour des différences de pression plus importantes encore, cette symétrie est brisée (Figure 4.2c-d) et un assombrissement au cœur du gradient lumineux apparaît. Cet assombrissement est progressif. Deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce phénomène :

- 1 - Un changement de phase (cavitation) se produit et les rayons lumineux se trouvent déviés à l'interface. L'apparition de la cavitation dans ces conditions de pression semble peu probable et les images ombroscopiques présentées au Chapitre 3 ne montrent pas d'évolution particulière de la structure en forme de « virgule » pour ces niveaux de pression.
- 2 - Quand des gradients apparaissent, des rayons sont déviés. Suivant le sens du gradient, certains rayons sont davantage bloqués par le couteau (assombrissement de l'image), d'autres le sont moins (surbrillance de l'image). Plus les gradients sont importants, plus les rayons sont déviés. Dans le cas de très forts gradients, les rayons pourraient être déviés suffisamment pour atteindre l'angle limite de collection du système d'imagerie, conduisant à un assombrissement de l'image (même lorsque la déviation se produit au dessus du couteau).

Pour vérifier cette deuxième hypothèse, il faut tout d'abord déterminer l'angle du dispositif strioscopique. L'angle est fixé par l'ouverture numérique du zoom optique qui est de 0,1. Le

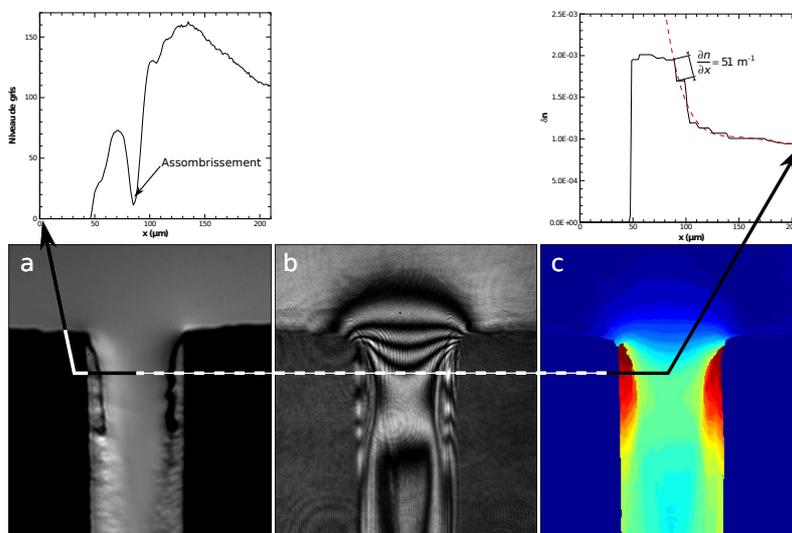
système optique accepte donc un demi-angle maximal de :

$$\theta_{\max} = \sin^{-1}(0,1) \approx 5,74^\circ \quad (4.3)$$

Il faut ensuite estimer le demi-angle de déviation que les rayons lumineux suivent en traversant le gradient d'indice causé par la couche de cisaillement. Pour ce faire, l'équation de l'angle de déviation (Équation 3.1) peut être utilisée en prenant comme bornes d'intégration la profondeur du canal  $l_c$  et un indice de réfraction  $n$  de l'huile égal à  $n^{305K} \approx 1,45$ . L'écoulement étant supposé bidimensionnel, l'angle de déviation vérifie :

$$\tan(\varepsilon_x) \approx \frac{l_c}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (4.4)$$

Il reste à déterminer le gradient d'indice  $\partial n/\partial x$ .



**FIGURE 4.3** – Profil de niveau de gris et profil de variation d'indice de réfraction dans la couche de cisaillement. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar, a :  $\Delta p = 24,6$  bar et  $T = 33,2^\circ\text{C}$ , b et c :  $\Delta p = 24,9$  bar et  $T = 31,9^\circ\text{C}$ .

À partir des visualisations interférométriques, il est possible de reconstituer une carte de variation de l'indice de réfraction dans le canal. La méthode utilisée est détaillée dans la Section 4.2. La Figure 4.3a présente l'assombrissement de la couche de cisaillement initialement brillante. Pour des conditions d'écoulement équivalentes, un profil de variation d'indice de réfraction est extrait (Figure 4.3c). La variation d'indice maximale trouvée est de  $\delta n = 2,55 \times 10^{-4}$  sur  $5 \mu\text{m}$ . Le gradient d'indice est donc égal à :

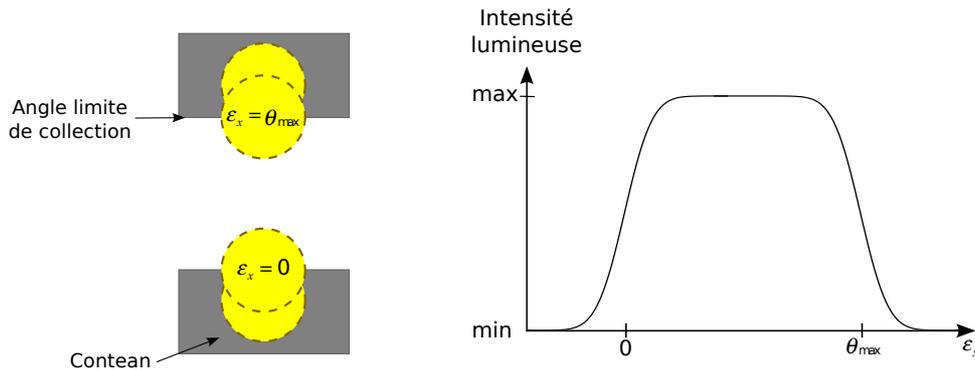
$$\frac{\partial n}{\partial x} = 51 \text{ m}^{-1} \quad (4.5)$$

soit un angle  $\varepsilon_x = 4,0^\circ$ . Les hublots délimitant la profondeur du canal ont un indice de réfraction très proche de celui de l'huile ( $n \approx 1,46$ ). La relation de Snell-Descartes est appliquée pour

connaître l'angle de réfraction  $\theta$  des rayons suite à leur passage du hublot à l'air :

$$\theta = \sin^{-1} \left( \frac{n_{hublot}}{n_{air}} \sin(\varepsilon_x) \right) \quad (4.6)$$

L'angle  $\theta$  ainsi déduit est de  $5,9^\circ$ . L'angle  $\theta$  est du même ordre de grandeur que l'angle  $\theta_{max}$  de collection. La deuxième hypothèse, selon laquelle dans le cas de très forts gradients d'indice les rayons lumineux pourraient être suffisamment déviés pour atteindre l'angle limite de collection du système d'imagerie semble donc fondée.

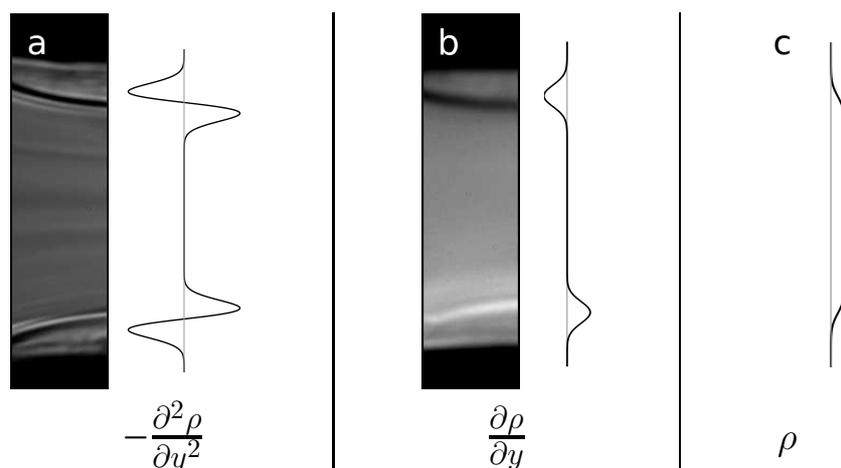


**FIGURE 4.4** – Schématisation du mécanisme d'assombrissement des gradients lumineux dans le canal.

La Figure 4.4 schématise le mécanisme qui provoque l'assombrissement des gradients lumineux dans le canal, selon l'hypothèse précédemment énoncée. L'image du canal au niveau du plan de Fourier n'est pas ponctuelle. C'est une tache ayant une certaine surface. Lorsque le milieu  $D$  est exempt de gradient, les rayons lumineux ne sont pas déviés ( $\varepsilon_x = 0$ ) une partie de la tache lumineuse est arrêtée par le couteau. Lorsque des gradients apparaissent dans le milieu  $D$  ( $\varepsilon_x > 0$ ) une partie moins importante de la tache lumineuse est arrêtée par le couteau et l'intensité lumineuse augmente. Quand les rayons sont déviés d'un angle proche de  $\theta_{max}$ , une partie de la tache lumineuse sort de l'angle de collection et l'intensité lumineuse commence à décliner.

Sur la Figure 4.2, la perte de symétrie des niveaux de gris à l'entrée du canal ne semble donc pas liée à la présence de cavitation mais à un effet de limitation de la strioscopie en présence de forts gradients d'indice de réfraction dans la couche de cisaillement. Dans ces conditions et pour cette zone de l'écoulement, il n'est pas envisageable de déduire un profil de masse volumique par intégration. Toutefois, il est possible à partir des images strioscopiques d'obtenir des tendances fiables sur l'évolution de la masse volumique dans le canal.

Par exemple, il est possible d'extraire un profil d'intensité d'une image strioscopique et de visualiser le gradient de la masse volumique selon ce profil. De même, il est possible d'extraire un profil d'intensité d'une image ombroscopique et de visualiser la dérivée seconde de la masse volumique. La Figure 4.5 schématise ces profils d'intensité ; les Figures 4.5a et 4.5b correspondent aux dérivées seconde et première du profil de masse volumique lui-même représenté sur la Figure 4.5c. Ainsi, qualitativement, les images ombroscopiques et les images strioscopiques



**FIGURE 4.5** – Gradients d'indice à l'entrée du canal n° 5c et profils d'intensité correspondants.  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 7,8 \text{ bar}$ ,  $T \approx 32^\circ\text{C}$  a : visualisation ombroscopique. b : visualisation strioscopique. c : estimation de l'évolution de la masse volumique.

indiquent que la masse volumique est plus élevée au centre du canal et qu'elle chute (avec la pression) dans les zones de recirculation.

Ces renseignements vont s'avérer très utiles dans la reconstruction du champ de masse volumique à partir des images obtenues par interférométrie.

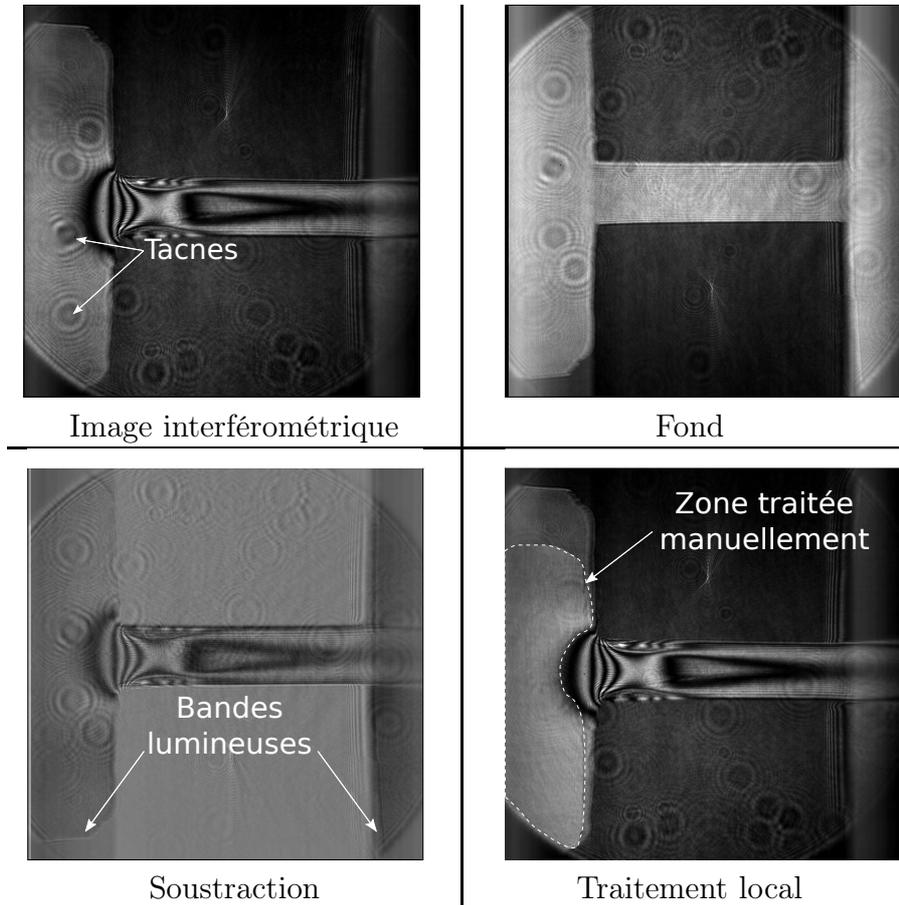
## 4.2 Champ de masse volumique

Les visualisations du canal par interférométrie ont permis d'obtenir des interférogrammes contenant des informations sur l'évolution de l'indice de réfraction dans le canal. L'indice de réfraction étant lié à la masse volumique, il est en théorie possible d'obtenir une cartographie de la masse volumique dans le canal. Toutefois, dans la pratique, l'interprétation des interférogrammes obtenus n'est pas chose triviale ; il est notamment difficile de déterminer le sens de variation de l'indice avec certitude. Le recours à une autre technique optique, la strioscopie, est nécessaire afin de lever toute ambiguïté et de reconstruire les champs de masse volumique avec précision.

### 4.2.1 Traitement des visualisations – extraction des franges

Les visualisations interférométriques (interférogrammes) obtenues font apparaître des franges sombres et lumineuses dans le canal (Figure 4.6). Ces franges d'interférence traduisent la différence de chemin optique emprunté par les rayons lumineux. Cette différence de marche est occasionnée par une variation de l'indice de réfraction qui est fonction de la masse volumique, elle-même dépendante de la pression et de la température le long du canal. Une ligne d'égale valeur de niveau de gris correspond à une ligne de chemin optique. Les visualisations étant bruitées

(taches et bandes lumineuses) une soustraction de l'image de fond est effectuée (Figure 4.6). La soustraction s'effectue après un recalage du canal sur les visualisations (pour éliminer l'effet des vibrations) et une augmentation arbitraire des niveaux de gris de 1000 niveaux afin de travailler avec des valeurs positives. Un traitement local des taches (soustraction de manière ciblée suivie d'un réajustement manuel des niveaux de gris) peut aussi améliorer l'image.



**FIGURE 4.6** – Comparaison entre la soustraction de l'image de fond sur une image interférométrique et le traitement local des bruits. Canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 24,9$  bar,  $T = 31,9^\circ\text{C}$ .

La reconstruction du champ de masse volumique dans le canal nécessite au préalable d'extraire les franges d'interférence afin de les localiser dans l'espace et de les numérotter relativement par rapport à un point de référence  $ref$  où l'indice de réfraction est connu. En pratique, la masse volumique  $\rho_{ref}$  de ce point est connue grâce à une mesure de pression  $p_{ref}$  et de température  $T_{ref}$ . L'indice de réfraction  $n_{ref}$  est déduit de la relation de Lorentz-Lorenz (Équation 4.7) :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = K\rho \quad (4.7)$$

$K$  est déterminé avec  $n_{ref} = 1,46$  et  $\rho_{ref} = 820,4$  kg.m<sup>-3</sup> pour  $T = 20^\circ\text{C}$  et  $p = 1$  bar.

Pour un point quelconque  $(i, j)$  de la visualisation, la différence de chemin optique  $\Delta l_{(i,j)}$  avec le point de référence peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\Delta l_{(i,j)} = N_{\text{franges}} \lambda = l_c (n_{(i,j)} - n_{\text{ref}}) + \delta \quad (4.8)$$

où  $N_{\text{franges}}$  est le nombre de franges entre le point à reconstruire et le point de référence. Une variation d'indice monotone entre les deux points est supposée.  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser utilisé, ici 514 nm.  $l_c$  est l'épaisseur de l'écoulement (la variation d'indice est supposée bidimensionnelle).  $\delta$  est la différence de chemin optique initiale. Le dispositif est réglé de manière à minimiser ce dernier paramètre : aucune frange n'apparaît sur l'image de fond de la Figure 4.6,  $\delta = 0$ . La variation de l'indice de réfraction s'écrit :

$$\Delta n = n_{(i,j)} - n_{\text{ref}} = \frac{N_{\text{franges}} \lambda}{l_c} \quad (4.9)$$

Concrètement, le passage du milieu d'une frange lumineuse au milieu d'une autre frange lumineuse se traduit par un  $\delta n = \lambda/l_c = \pm 2,57 \cdot 10^{-4}$  (Figure 4.7a). Dans la pratique, la détermination du milieu d'une frange n'est pas aisée. Il est préférable d'utiliser un ou plusieurs seuillages correspondant à une valeur bien spécifique par rapport à l'amplitude des franges. Sur la Figure 4.7b le seuillage est choisi comme étant la moitié de l'amplitude des franges. Sur la Figure 4.7c, deux valeurs de seuillage ont été choisies. Ces valeurs correspondent à un quart et trois quarts de l'amplitude des franges. Les franges se retrouvent alors découpées en quarts de frange. Un intérêt du seuillage multiple est d'apporter une plus grande résolution au dépouillement des interférogrammes. Ainsi, un quart de frange correspond à  $\delta n/4 = \pm 6,43 \cdot 10^{-5}$ , soit en terme de pression (écoulement isotherme) un  $\delta p/4 < \pm 1,5$  bar. La contre-partie est une analyse plus complexe.

Après seuillage, les franges (demi- ou quart de frange) peuvent être isolées. La séparation des franges est plus aisée au centre du canal. Dans les zones de recirculation, à cause de la proximité de la paroi et du resserrement des franges, la séparation des franges est moins franche et nécessite parfois une sélection manuelle. Du fait du bruit en sortie (bande lumineuse), il en est de même pour les franges de sortie. Lorsque le seuillage multiple est utilisé, les parties supérieure et inférieure sont assez accessibles (Figure 4.8) alors que les parties comprises entre les deux valeurs seuil le sont plus difficilement. Un exemple de difficulté rencontrée est présenté sur la Figure 4.8 pour les franges 4 et 6. La frange 5 est facilement dissociable des franges 4 et 6. Par contre, la frange 4 et la frange 6, qui sont séparées de  $\pm \delta n/4$ , se retrouvent jointes à la suite du traitement par seuillage. Leur dissociation se fait au moyen d'un découpage manuel dans la prolongation de la frange 5. Ce processus peut difficilement être automatisé.

Chaque frange peut ainsi être extraite avec plus ou moins d'aisance. Si dans le cas du seuillage double les quarts de frange correspondent à une variation de l'indice de réfraction de  $\pm \delta n/4$ , il demeure toujours un doute sur le sens de la variation. Pour tenter de lever cette ambiguïté, la strioscopie s'avère utile, notamment quand la différence de pression entrée/sortie et les gradients

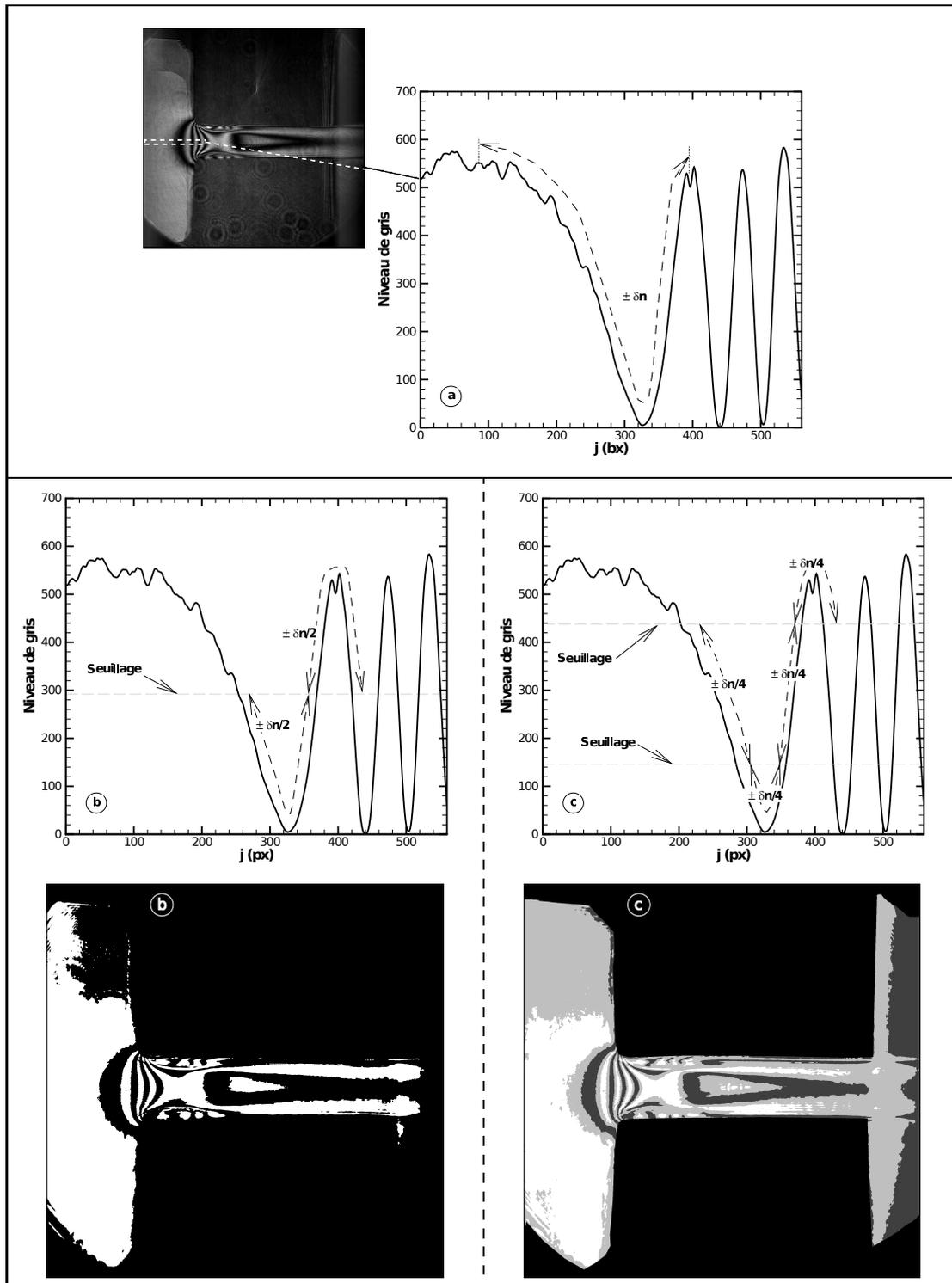
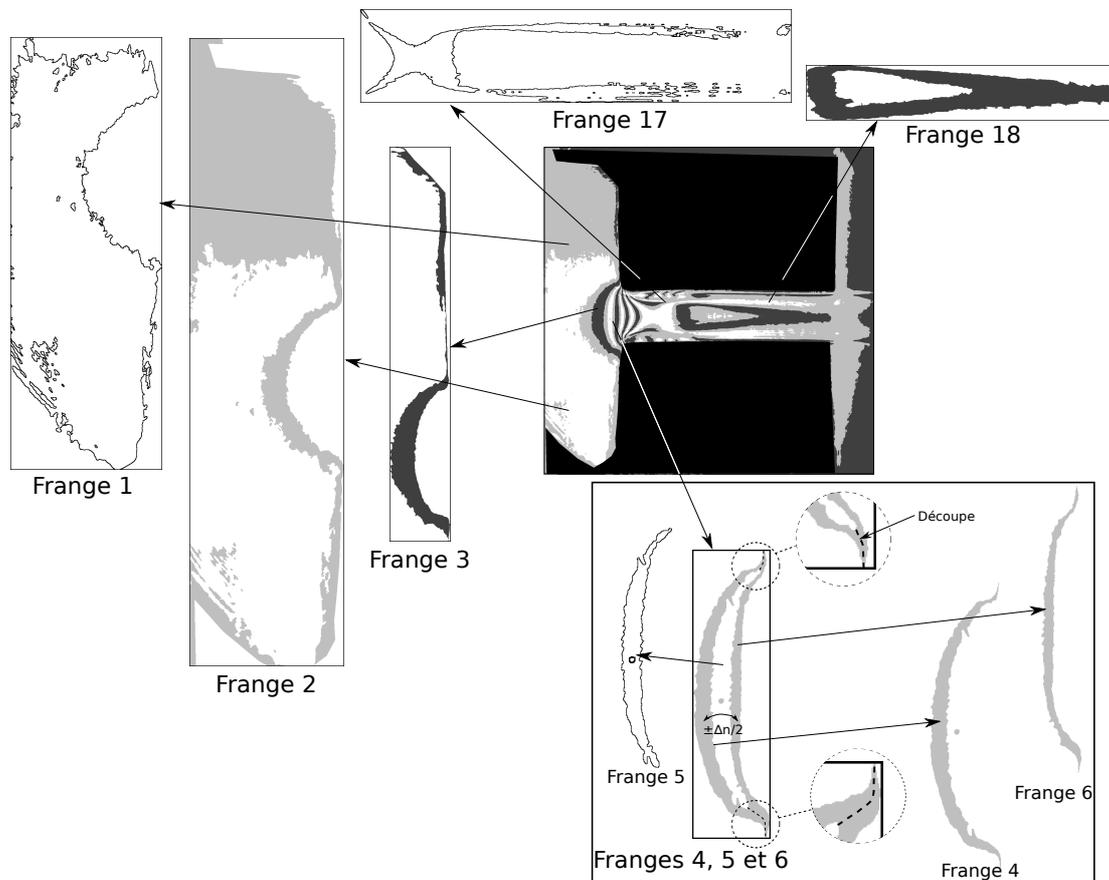


FIGURE 4.7 – a : interférogramme sans seuillage. b : seuillage de l'interférogramme au moyen d'un seul seuillage. c : seuillage de l'interférogramme au moyen de plusieurs seuillages. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 24,9 \text{ bar}$ ,  $T = 31,9^\circ\text{C}$ .

de masse volumique dans l'écoulement augmentent.



**FIGURE 4.8** – Séparation des quarts de frange issue d'un seuillage double. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 24,9 \text{ bar}$ ,  $T = 31,9^\circ\text{C}$ .

## 4.2.2 Sens de variation des interférogrammes

La strioscopie étant une technique sensible à la dérivée de l'indice de réfraction, elle peut apporter des éléments qualitatifs sur le sens de variation de l'indice de réfraction dans le canal. Connaître le sens de variation nécessite de fixer un point de référence. Ce dernier est choisi en amont du canal car la température et la pression y sont mesurées. Dans la Section 4.1, une première approche a permis de montrer que l'indice de réfraction était plus faible dans les zones de recirculation que dans l'écoulement principal. De ce fait, de l'écoulement principal vers les zones de recirculation, la variation de l'indice de réfraction sera comptée négativement (par rapport au point de référence).

En principe, le champ de masse volumique pourrait être reconstruit à partir des images de strioscopie par intégration. En pratique, cette intégration ne permet pas d'obtenir des valeurs de masse volumique fiables en raison de l'importance du bruit et de l'absence de calibration. Il est cependant possible de réaliser cette intégration et d'en extraire des tendances sur lesquelles

s'appuyer pour déterminer qualitativement le sens de variation de l'indice de réfraction dans le canal.

Il est par ailleurs important de noter que les hypothèses à la base de la Équation 4.1 reposent sur une mise au point réalisée sur l'ensemble du volume d'observation. Le déplacement des rayons lumineux par effet ombroscopique n'est pas pris en compte. Cependant, comme mentionné précédemment, cet effet est bien présent dans notre canal et une sensibilité des visualisations à la dérivée seconde (selon  $x$  ou  $y$ ) de l'indice de réfraction existe.

#### 4.2.2.1 Strioscopie – couteau vertical

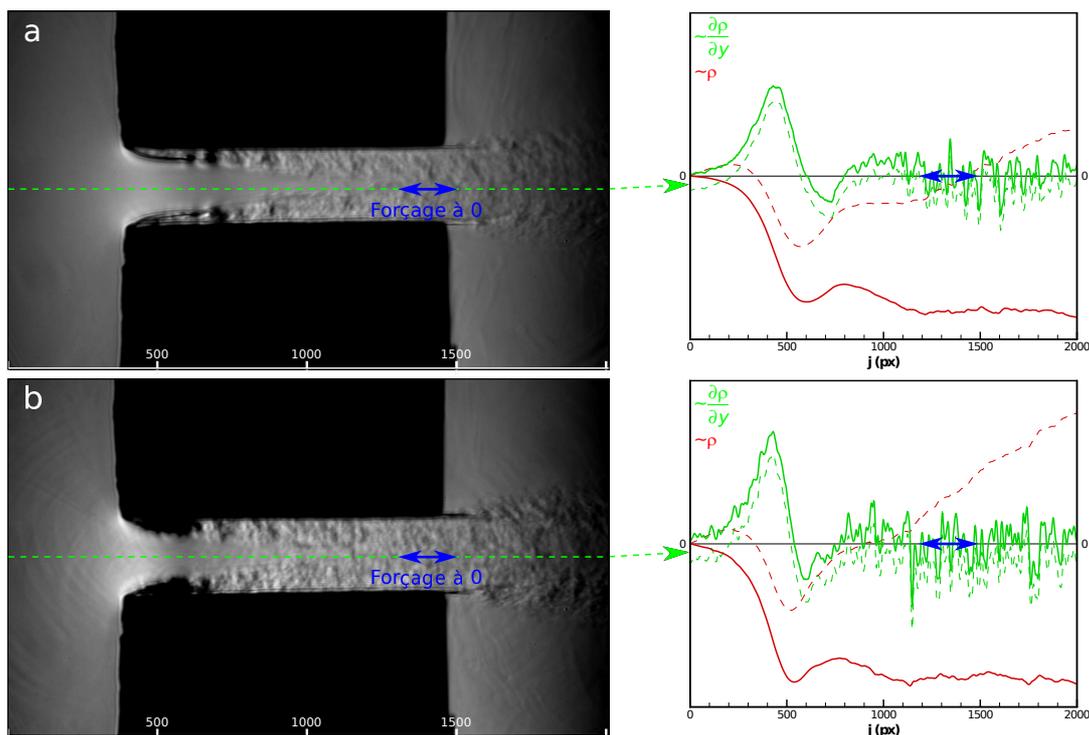
Lorsque le couteau est positionné verticalement, les gradients mis en évidence sont les gradients suivant le sens de l'écoulement. La Figure 4.9 montre des images strioscopiques obtenues pour des conditions d'écoulement non cavitant 4.9a et cavitant 4.9b. Les profils en trait pointillé vert sont les profils d'intensité selon l'axe du canal après soustraction d'une image de fond. Par intégration numérique (méthode Simpson), le profil en pointillé rouge est obtenu. L'évolution de ce profil ne semble pas physiquement correcte. L'absence de calibration, l'intégration du bruit, la forme du spot lumineux sur le couteau (circulaire et non rectangulaire) peuvent en partie expliquer cette évolution, mais surtout, l'intégration d'un tel profil est très sensible à la définition du niveau zéro (image de fond). Une nouvelle intégration est alors effectuée en imposant une variation minimale de masse volumique dans une zone proche de la sortie du canal. Bien sûr, cette hypothèse n'est pas totalement exacte mais la variation de masse volumique dans cette zone de l'écoulement peut être considérée négligeable devant la variation qui se produit à l'entrée du canal. De cette manière, le profil intégré (trait continu rouge) suit une évolution plus physique. Ce profil intégré renseigne qualitativement sur l'évolution de la masse volumique sur l'axe central.

Les variations de température au centre du canal étant négligeables, les variations de masse volumique (indice de réfraction) de la Figure 4.9 peuvent être interprétées comme des variations de pression. Sous l'effet combiné du brusque rétrécissement de section et de la formation de la *vena contracta* (ou des poches de cavitation), la pression décroît fortement à l'entrée du canal. Elle augmente ensuite quelque peu au niveau de la zone de rattachement et décroît à nouveau légèrement jusqu'à la sortie du canal.

En termes de variation d'indice de réfraction, utile pour l'interprétation des interférogrammes, les évolutions des profils intégrés vont se traduire par une variation négative de  $n$  du point de référence jusqu'à la zone de fort rétrécissement de l'écoulement (entrée du canal), puis d'une variation positive pour finir, de nouveau, par une variation négative jusqu'en sortie.

#### 4.2.2.2 Strioscopie – couteau horizontal

Sur la Figure 4.10, le couteau est positionné horizontalement de manière à visualiser les gradients verticaux de masse volumique. À l'entrée du canal, un gradient apparaît sous forme



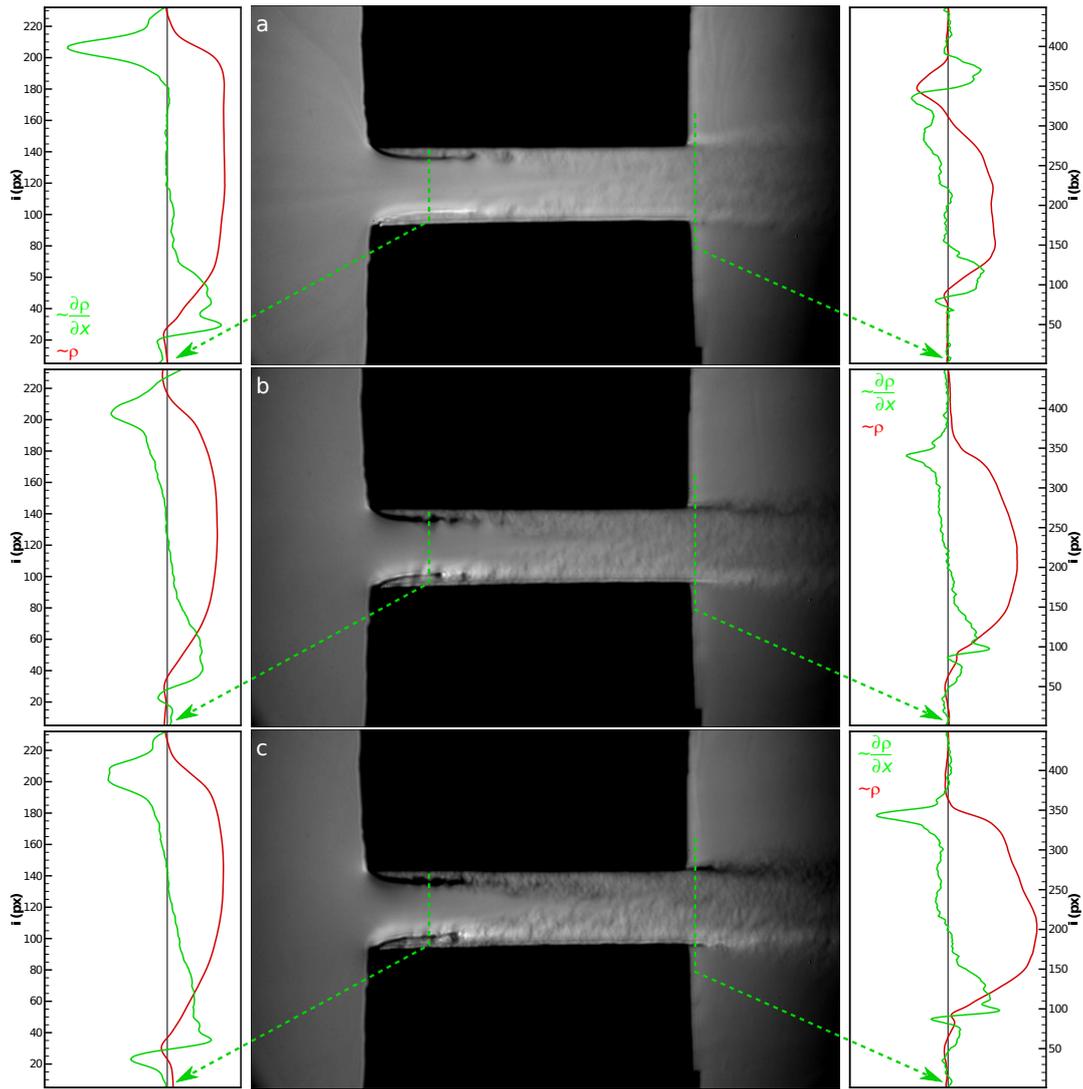
**FIGURE 4.9** – *Images strioscopiques (couteau en position verticale). - - - : profil d'intensité brut, - - - : profil brut intégré, — : profil d'intensité corrigé, — : profil corrigé intégré. Canal n° 5c, a :  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 15,7$  bar, b :  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 29,0$  bar.*

de trait sombre dans la couche de cisaillement du haut. Le gradient de signe opposé se traduit par un trait brillant dans la couche du bas. À mesure que la différence de pression et que le débit augmentent, les gradients sont plus intenses ; le trait sombre s'assombrit (Figure 4.10a-c) et le trait lumineux s'éclaircit (Figure 4.10a-b). Cependant, un assombrissement au cœur du trait lumineux apparaît (Figure 4.10b-c) du à la limitation de l'angle de collection de la strioscopie comme évoqué précédemment (Section 4.1). Cet assombrissement s'épaissit lorsque les différences de pression sont plus élevées. L'assombrissement correspond à une perte locale d'information sur le gradient d'indice qui affecte les résultats des intégrations.

De manière similaire à la Section 4.2.2.1, pour obtenir une évolution des profils de masse volumique plus juste sur le plan physique, l'intégration des profils d'intensité s'effectue en imposant une valeur de masse volumique identique au début et à la fin du profil.

Les profils intégrés au début du canal montrent une augmentation de la masse volumique des zones de recirculation vers le centre de l'écoulement avec un fort gradient de masse volumique situé au niveau des couches de cisaillement. L'évolution de la masse volumique le long de ces profils est associée essentiellement à une variation de pression. Quand la différence de pression augmente (Figure 4.10a-c), les profils de masse volumique restent similaires avec une accentuation du gradient entre les zones de recirculation et l'écoulement principal au centre du canal.

Les profils d'intensité à la sortie du canal sont aussi tracés sur la Figure 4.10. En supposant



**FIGURE 4.10** – Images strioscopiques (couteau en position horizontale). — : profil d'intensité corrigé, — : profil corrigé intégré. Canal n° 5c, a :  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 7,7$  bar, b :  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 15,7$  bar, c :  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 24,6$  bar.

que la masse volumique est identique dans le volume de décharge de part et d'autre du jet, l'intégration des profils est obtenue en imposant une valeur de masse volumique identique entre le début et la fin du profil. La Figure 4.10a montre des pics négatifs à la frontière du jet, dans les couches de mélange. Ces variations de masse volumique sont associées à des variations de température et de pression. La masse volumique décroît légèrement avec la pression du centre du jet aux zones de mélange où une diminution plus marquée est observée. Cette dernière est associée à une augmentation de température par échauffement du fluide à la paroi (Section 3.1.1). Pour des différences de pression entrée/sortie plus importantes (Figure 4.10b-c), l'influence de la variation de température sur le profil de masse volumique est moindre que l'influence de la

variation de pression. Cependant, l'effet additionnel de la température est encore perceptible comme le suggère l'évolution du profil de la Figure 4.10c.

En termes de variation d'indice de réfraction, les évolutions des profils intégrés à l'entrée du canal vont se traduire par une diminution de  $n$  du centre du canal vers les zones de recirculation. Pour le jet,  $\delta n$  sera compté négativement du centre vers les zones de mélange puis, positivement dans la zone de mélange et enfin négativement de la zone de mélange vers le volume de décharge.

Les tendances générales de l'évolution de la masse volumique dans le canal fournies par la méthode de strioscopie vont s'avérer d'une grande utilité pour reconstruire les champs de masse volumique à partir des images interférométriques.

### 4.2.3 Reconstruction des interférogrammes

Le recours à la strioscopie a permis de lever le doute sur le sens de variation de l'indice de réfraction selon certains profils. Les champs de masse volumique peuvent être reconstruits en partant du point de référence introduit précédemment (Section 4.2.1), en utilisant les résultats obtenus par strioscopie résumés et suivant les trajets schématisés Figure 4.11.

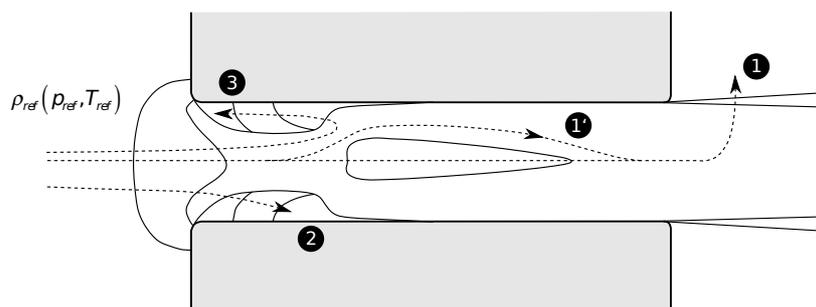


FIGURE 4.11 – Schématisation des chemins empruntés pour reconstruire les interférogrammes.

Au centre du canal, le champ de masse volumique peut être reconstruit en suivant le chemin ①, en tenant compte des profils obtenus par strioscopie et en respectant la cohérence 2D du champ (①'). La masse volumique diminue à l'entrée du canal, augmente jusqu'à la zone de rattachement puis diminue jusqu'à la sortie. Au niveau des zones de mélange du jet (fin du chemin ①), pour les faibles différences de pression entrée/sortie, la masse volumique diminue en deçà de la valeur de masse volumique dans la zone de décharge, compte tenu de l'échauffement du fluide. Dans ce cas, la dernière frange est comptée positivement ( $+\delta n$ ). Ceci permet de retrouver, dans la zone de décharge, la masse volumique correspondant à  $p_{aval}$  et  $T_{ref}$  avec une précision de  $\pm\delta\rho$ . Pour des différences de pression entrée/sortie plus importantes, l'influence de la température dans le jet de sortie n'est pas clairement dissociable de l'influence de la pression. Toutefois, une diminution de la masse volumique dans les zones de mélange (c'est-à-dire compter un frange positivement) est nécessaire pour retrouver la valeur de contre-pression à  $\pm\delta p/4$  (ou la masse volumique à  $\pm\delta\rho/4$ ).

Pour les faibles différences de pression, la masse volumique dans les zones de recirculation peut être déterminée à travers les couches de cisaillement directement en suivant le chemin ②. Pour les différences de pression plus fortes, le gradient de masse volumique dans les couches de cisaillement est trop important ; les franges sont trop serrées et ne peuvent plus être clairement distinguées. Le chemin ③ est alors choisi, pour remonter les zones de recirculation par l'arrière.

La Figure 4.12 montre l'évolution du champ de masse volumique pour un débit croissant (ou un gradient de pression entrée/sortie croissant). Jusqu'à l'apparition de la cavitation, les zones de plus basses pressions sont situées dans les zones de recirculation et plus précisément au plus près de l'angle vif à l'entrée du canal (Figure 4.12a-c). Ces champs de masse volumique confirment l'importance du saut de pression à la traversée des couches de cisaillement. Au centre du canal, sur l'axe horizontal, le point de plus basse pression est approximativement situé au niveau de la plus petite section de l'écoulement principal (hors zone de recirculation). Pour les plus petits gradients de pression entrée/sortie, jusqu'à la formation de poches de cavitation (Figure 4.12a-e), le point de plus basse pression se rapproche de l'entrée du canal ; il s'en éloigne ensuite, à mesure que les poches de cavitation s'étirent vers la sortie du canal, pour des différences de pression entrée/sortie plus élevées (Figure 4.12f-g). Il est important de noter que sur la Figure 4.12 la masse volumique retrouvée, à  $\pm \delta\rho/4$  près, dans le volume de décharge correspond dans tous les cas à la pression aval  $p_{aval}$  fixée, en supposant que la température  $y$  est identique à celle de l'enceinte amont.

Les variations de masse volumique observées peuvent être liées à des variations de pression ou de température. En faisant l'hypothèse que les variations de masse volumique sont uniquement liées à des variations de pression, il est possible d'obtenir la distribution de champ de pression (Figure 4.12). À l'apparition de la cavitation (Figure 4.12d), la pression atteint une valeur quasiment nulle au début de la zone de recirculation, près du bord vif d'entrée. Pourtant la cavitation est observée un peu plus en aval, dans la couche de cisaillement où la pression est plus élevée. Le processus menant à l'apparition de la cavitation à cet endroit est discuté dans la Section 4.3. Pour des débits plus élevés, la cavitation forme des poches en lieu et place des zones de recirculation qui s'étendent progressivement vers la sortie à mesure que la contre pression diminue (Figure 4.12e-g).

## 4.3 Des tourbillons dans la couche de cisaillement

Comme indiqué dans la Section 3.1.2, la cavitation apparaît dans la couche de cisaillement. Ce constat est plutôt surprenant. En effet, la pression étant plus basse en moyenne aux bords d'entrée du canal, la cavitation était attendue de manière préférentielle à cet endroit. Pour comprendre comment la cavitation se forme en premier lieu dans la couche de cisaillement, un scénario est avancé dans cette section.

Avant l'apparition de la cavitation, des instabilités sont observées dans les couches de cisaillement à l'entrée du canal. Ces instabilités sont visibles sur les visualisations obtenues par

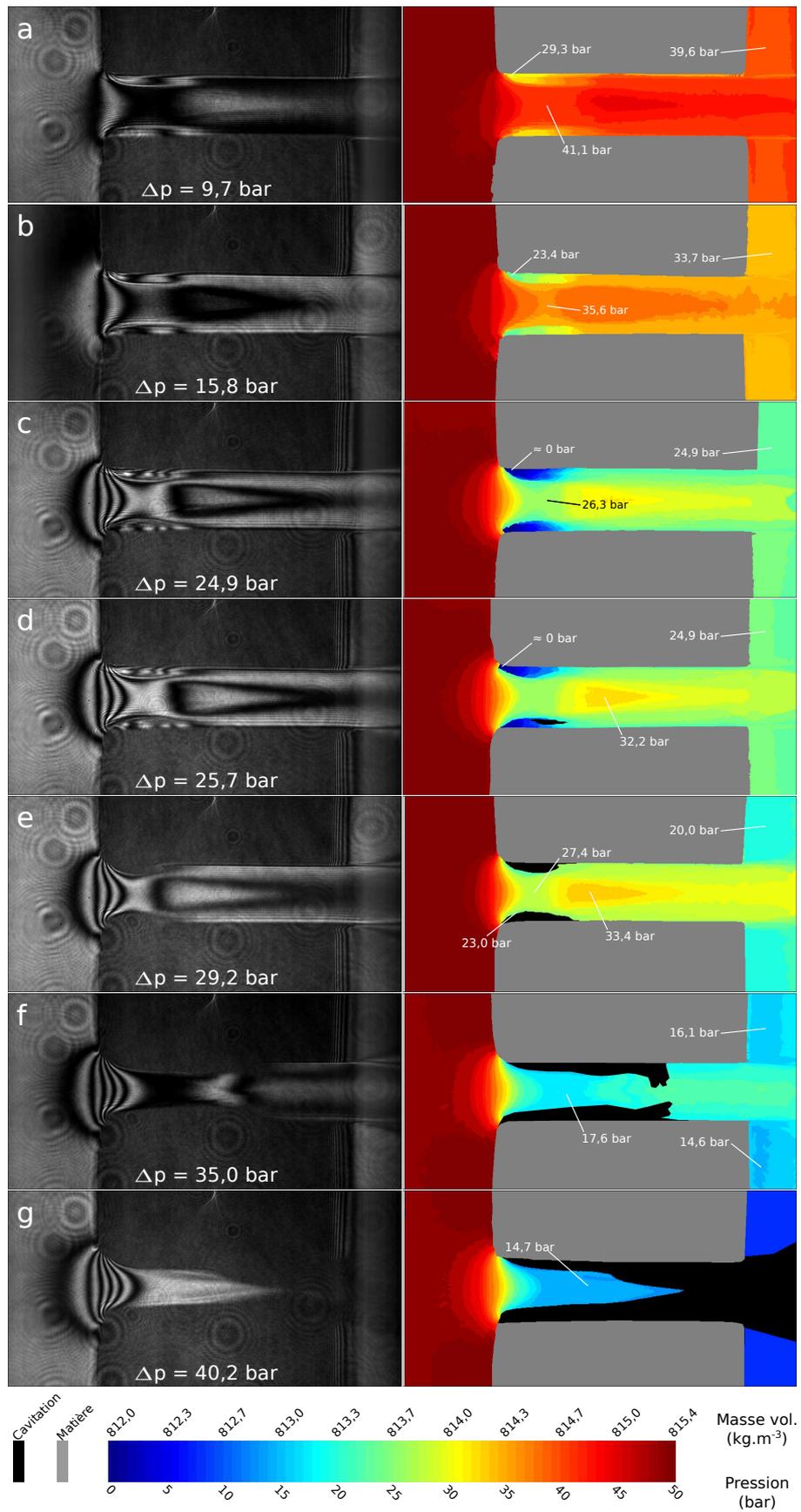
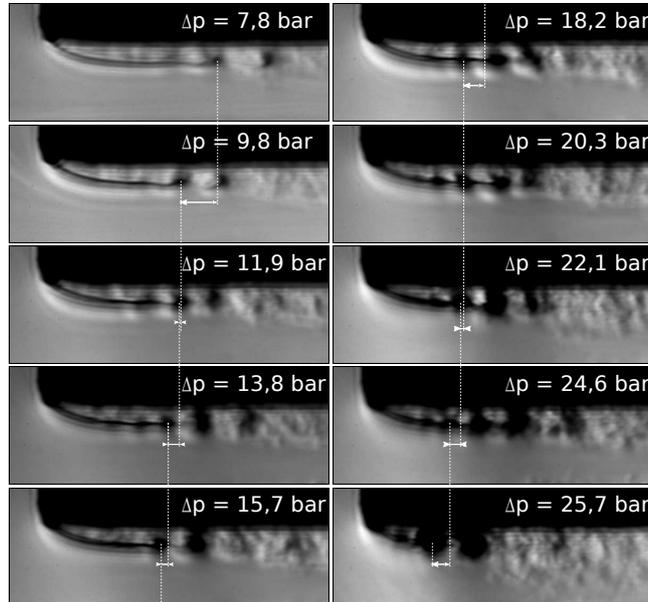


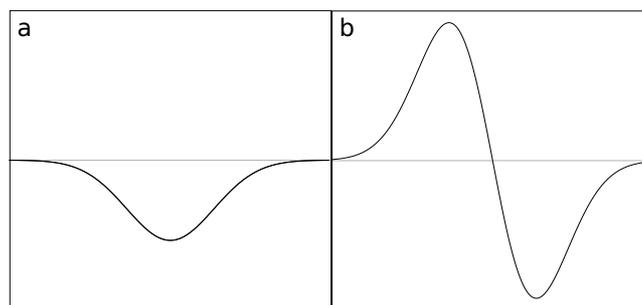
FIGURE 4.12 – Exemples de reconstructions de champs de masse volumique. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ .

imagerie par transmission mais aussi par strioscopie, notamment lorsque le couteau est placé verticalement (Figure 4.13).



**FIGURE 4.13** – Développement des instabilités dans la couche de cisaillement supérieure. Visualisations strioscopiques, couteau vertical. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ .

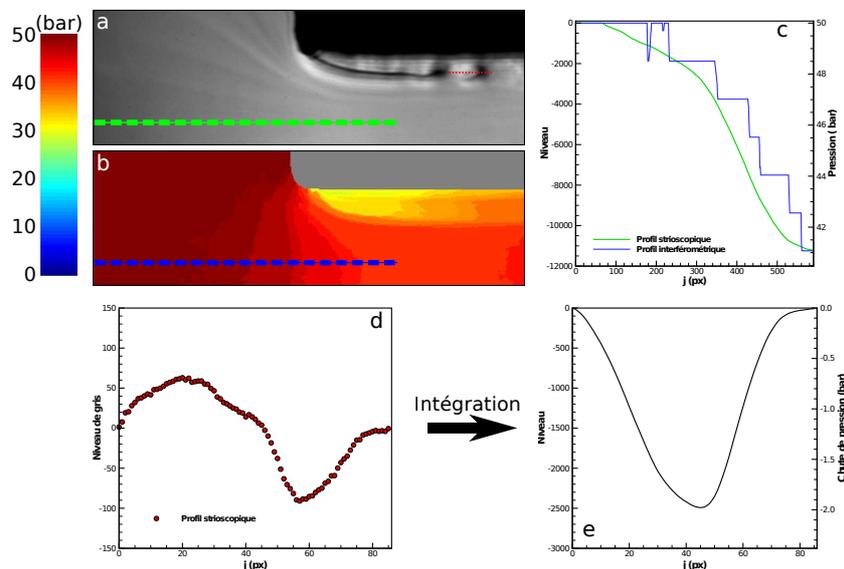
Les gradients de pression horizontaux associés aux instabilités apparaissent sous forme d'une succession de taches sombres et lumineuses dans la couche limite, relativement loin du bord d'entrée. Pour les faibles différences de pressions entrée/sortie, le profil d'intensité est schématiquement représenté sur la Figure 4.14b. Par intégration, ce profil correspond à un pic négatif de pression (Figure 4.14a) au centre du tourbillon (dérivée première de l'indice de réfraction selon une direction, Section 4.1).



**FIGURE 4.14** – a : schématisation du gradient de pression dans un tourbillon. b : schématisation du gradient d'intensité lumineuse ( $\sim \partial p / \partial x$ ) correspondant au tourbillon.

La dépression engendrée au cœur du tourbillon peut être estimée en comparant les visualisations strioscopiques aux champs de pression obtenus par interférométrie.

Un profil d'intensité est extrait d'une visualisation strioscopique (Figure 4.15a). Ce profil est situé à l'entrée et au centre du canal. Il est calibré par soustraction de l'image de fond. Comme mentionné dans la Section 4.1, il est proportionnel à la dérivée première de l'indice de réfraction (ou de la masse volumique). En supposant l'écoulement isotherme au centre du canal, il est possible de considérer ce profil comme étant également proportionnel à la dérivée première de la pression. Une fois intégré, le profil renseigne donc sur l'évolution de la pression à l'entrée du canal (comme dans la Section 4.1). Il est ensuite comparé à un profil interférométrique correspondant, de manière à être étalonné (Figure 4.15c) et à faire correspondre une information en niveaux de gris à un gradient de pression. Il en résulte qu'une variation de 11 250 niveaux correspond à une variation d'environ 9 bar sur environ 600 px. Pour estimer la dépression au sein d'une instabilité, un profil d'intensité d'une succession de taches lumineuse et sombre est extrait (Figure 4.15d). L'intégration de ce profil donne une décroissance de 2 500 niveaux sur environ 85 px, ce qui correspond à moins de 2 bar.



**FIGURE 4.15** – Estimation de la dépression au sein des instabilités. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $\Delta p = 9,8$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ . a : visualisation strioscopique (couteau vertical). b : champ de pression (interférométrie). c : comparaison du profil d'intensité intégré (- - -) et du profil de pression (- - -). d : profil d'intensité d'une instabilité (...). e : estimation de la dépression.

Dans le cas de différences de pression plus importantes, le contraste d'intensité lumineuse augmente; les taches sombres deviennent plus larges et plus proches de l'entrée du canal. La modification de l'intensité lumineuse des tourbillons traduit l'augmentation évidente de la dépression au centre de ces derniers, mais les taches sombres sont saturées (leur intensité est nulle = bruit de lecture de la caméra). Toute estimation devient alors douteuse. En outre, comme mentionné dans la Section 4.1, il est possible que des rayons (pics lumineux) atteignent l'angle limite de déviation, conduisant à un assombrissement de l'image du tourbillon. Toutefois, en approchant le profil d'intensité par la dérivée d'une gaussienne, il est possible d'obtenir l'ordre

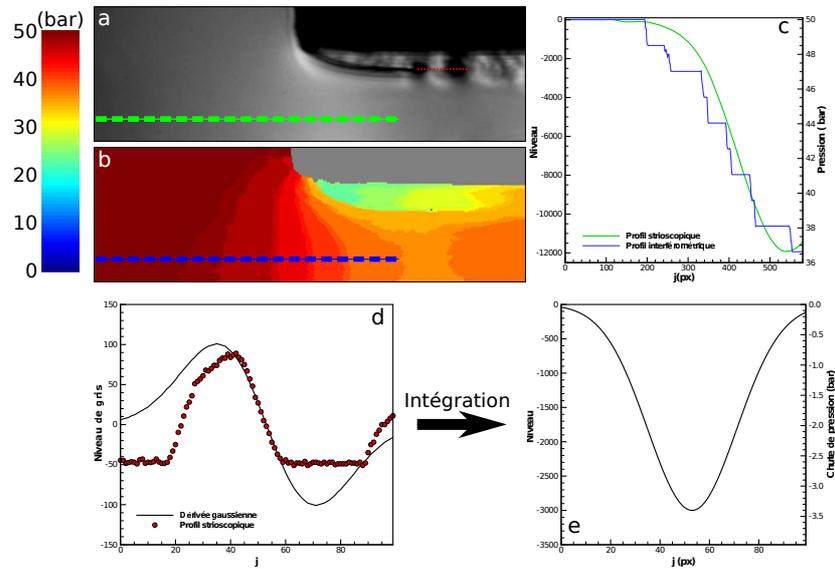


FIGURE 4.16 – Estimation de la dépression au sein des instabilités. Canal n° 5c,  $p_{\text{amb}} = 50$  bar,  $\Delta p = 15,7$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ . a : visualisation strioscopique (couteau vertical). b : champ de pression (interférométrie). c : comparaison du profil d'intensité intégré (---) et du profil de pression (---). d : profil d'intensité d'une instabilité (...). e : estimation de la dépression.

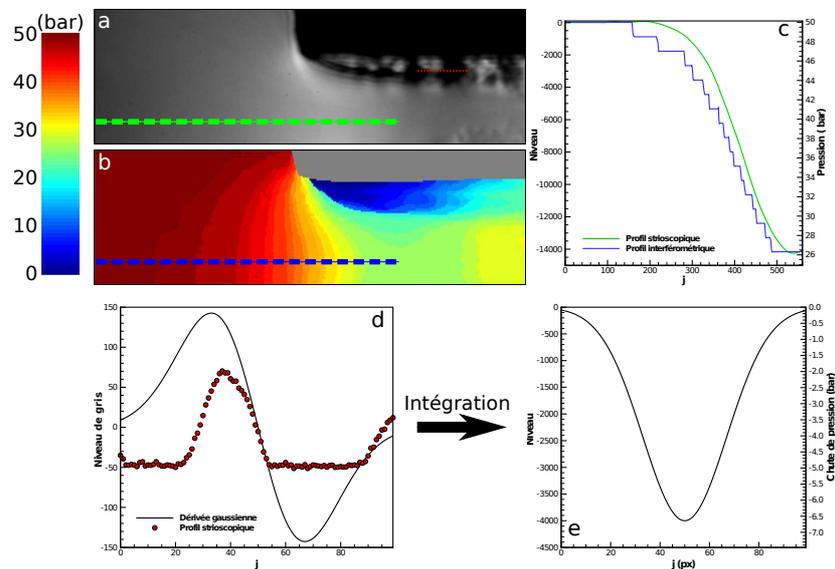
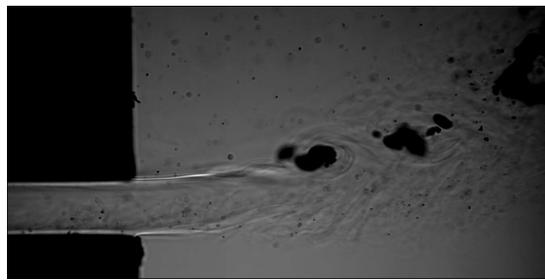


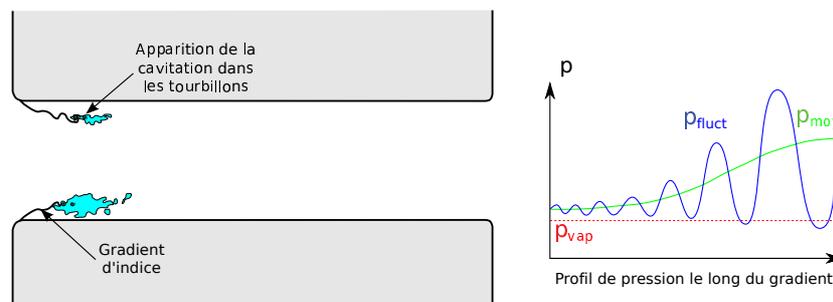
FIGURE 4.17 – Estimation de la dépression au sein des instabilités. Canal n° 5c,  $p_{\text{amb}} = 50$  bar,  $\Delta p = 24,6$  bar,  $T \approx 32^\circ\text{C}$ . a : visualisation strioscopique (couteau vertical). b : champ de pression (interférométrie). c : comparaison du profil d'intensité intégré (---) et du profil de pression (---). d : profil d'intensité d'une instabilité (...). e : estimation de la dépression.

de grandeur de la dépression au cœur du tourbillon (Figures 4.16 et 4.17). L'ajustement par la dérivée gaussienne est fait de manière préférentielle sur la partie du profil correspondant à la tache sombre afin de s'affranchir de l'éventuel problème d'angle limite de déviation.

Sur les Figures 4.16 et 4.17, la différence de pression entrée/sortie est de respectivement 15,7 et 24,6 bar. Les couches de cisaillement sont davantage déstabilisées. Les Figures 4.16 et 4.17 montrent que les dépressions au sein des tourbillons sont respectivement de l'ordre de 3,5 bar et 6,5 bar. Pour une différence de pression de 25,7 bar, où la cavitation commence à apparaître, la présence de dépressions au sein des instabilités pouvant atteindre 5 à 10 bar semble crédible. Ces instabilités étant proches des zones de recirculation où la pression est faible, la dépression supplémentaire pourrait donc localement et ponctuellement amener l'huile à sa pression de vapeur saturante et conduire à l'apparition de vapeur. Ce phénomène est parfois appelé dans la littérature « tourbillon fulgurant ». Ce type de tourbillon est visible à plus grande échelle à la sortie du canal, dans les couches de mélange (Figure 4.18).



**FIGURE 4.18** – *Tourbillons fulgurants à la sortie du canal n° 7,  $p_{amont} = 12,1$  bar,  $\Delta p = 8,9$  bar,  $T \approx 21^\circ\text{C}$ .*



**FIGURE 4.19** – *Schématisation du processus de formation de la cavitation dans les couches de cisaillement.*

Ainsi, la formation de la cavitation est amorcée au sein des tourbillons issus des instabilités de la couche de cisaillement. La vapeur est ensuite soit convectée par l'écoulement principal où elle se condensera rapidement du fait de la pression locale plus élevée, soit entraînée dans la zone de recirculation où elle se condensera moins rapidement du fait de la pression locale plus faible.

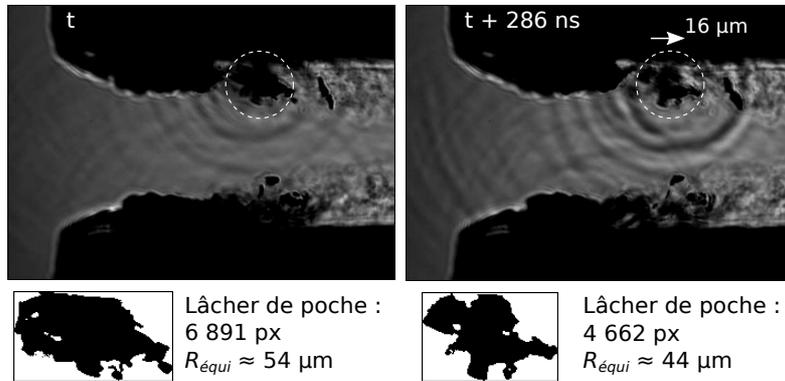
Le scénario d'apparition de la cavitation dans le canal présenté ci-dessus est résumé de manière schématique sur la Figure 4.19.

## 4.4 Dynamique des lâchers de bulles de cavitation

Un scénario d'apparition de la cavitation a été avancé. À plus forte différence de pression, davantage de cavitation est formée et des poches de vapeur, « accrochées à l'entrée du canal », se développent le long des parois laissant ponctuellement échapper des bulles de cavitation. Le montage d'imagerie en transmission ayant permis l'obtention de couples d'images à deux instants très proches, il est possible d'observer la dynamique de certains lâchers de poche de cavitation.

### 4.4.1 Lâchers de bulles et effondrement

En régime cavitant, des ondes de pression sont visibles à l'entrée du canal. Ces ondes de pression sont attribuées à l'effondrement (ou implosion) de bulles qui se détachent des poches de cavitation. En effet, lors de l'effondrement, l'énergie potentielle contenue dans la formation de vapeur est progressivement convertie en énergie cinétique dans le milieu fluide lors de sa brutale recondensation. Le fluide est accéléré durant la phase d'implosion, conduisant à des vitesses et à des variations de pression (ondes de pression) très élevées. La Figure 4.20 illustre ce mécanisme. À l'instant  $t$ , une bulle (ou un ensemble de bulles), entourée en pointillé blanc s'est détachée de la poche principale. Des ondes de pression sont déjà apparentes autour du lâcher, témoignant du processus d'implosion en cours. À l'instant  $t + 286$  ns, la bulle s'est déplacée de  $16 \mu\text{m}$ , convectée par l'écoulement. Son volume apparent a nettement diminué du fait de la poursuite de l'effondrement. Une onde de pression circulaire plus marquée que les autres et centrée sur la zone d'effondrement est clairement visible.



**FIGURE 4.20** – Effondrement d'un lâcher de poche de cavitation. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 40$  bar,  $\Delta p = 22,7$  bar,  $T = 23,9^\circ\text{C}$ .

En estimant un rayon équivalent  $R_{\text{équi}}$  de la bulle détachée, une vitesse d'effondrement  $\dot{R} = 36 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  est trouvée. En supposant une déformation sphérique de la bulle de rayon  $R$  et l'incompressibilité de l'huile, il est possible de comparer cette vitesse d'effondrement à une vitesse d'effondrement déterminée à partir de l'équation de Rayleigh-Plesset :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left( p_{\text{gaz}} - p_0 - p(t) - 4\mu\frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\zeta}{R} \right) \quad (4.10)$$

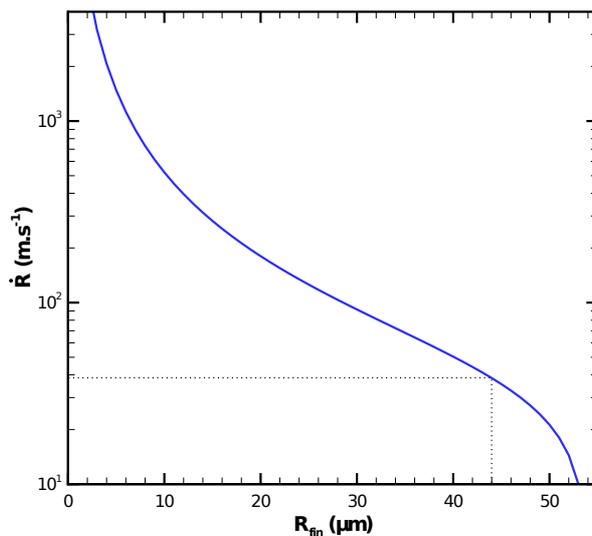
Les effets visqueux et les effets de tension de surface sont négligés par rapport au temps d'effondrement ( $\mu \approx 0$  et  $\zeta \approx 0$ ). De plus, la formation de vapeur n'est composée que de vapeur d'huile. L'Équation 4.10 devient :

$$\rho \left( R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) = p_{vap} - p_{\infty} \quad (4.11)$$

En intégrant l'Équation 4.11 du rayon initial  $R_{init}$  à son rayon final  $R_{fin}$ , on obtient :

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_{\infty} - p_{vap}}{\rho} \left( \frac{R_{init}^3}{R_{fin}^3} - 1 \right)} \quad (4.12)$$

Grâce aux visualisations interférométriques, la pression de la région dans laquelle la bulle se trouve est estimée à environ 21 bar. L'évolution théorique de la vitesse d'effondrement  $\dot{R}$  de la bulle en fonction de son rayon  $R_{fin}$  est tracée sur la Figure 4.21. Pour un rayon  $R_{fin} = 44 \mu\text{m}$ , la vitesse d'effondrement théorique s'avère du même ordre de grandeur que celle estimée à partir des visualisations, à savoir,  $\dot{R}_{tho} \approx 38 \text{ m.s}^{-1}$ . Malgré le non respect des hypothèses qu'impose l'équation de Rayleigh-Plesset (déformation sphérique, incompressibilité...), la vitesse d'effondrement calculée par ce modèle semble rester pertinente dans l'exemple de la Figure 4.20.



**FIGURE 4.21** – Évolution théorique de la vitesse d'effondrement  $\dot{R}$  de la poche de cavitation en fonction de son rayon  $R_{fin}$ .

En intégrant une nouvelle fois l'Équation 4.11 du rayon initial  $R_{init}$  à son rayon final  $R_{fin}$ , on obtient le temps caractéristique d'implosion appelé aussi temps de Rayleigh  $t_R$  :

$$t_R = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\rho}{p_{\infty} - p_{vap}}} \int_{R_{init}}^{R_{fin}} \frac{dR}{\frac{R_{init}^3}{R^3} - 1} = 0,915 R_{init} \sqrt{\frac{\rho}{p_{\infty} - p_{vap}}} \quad (4.13)$$

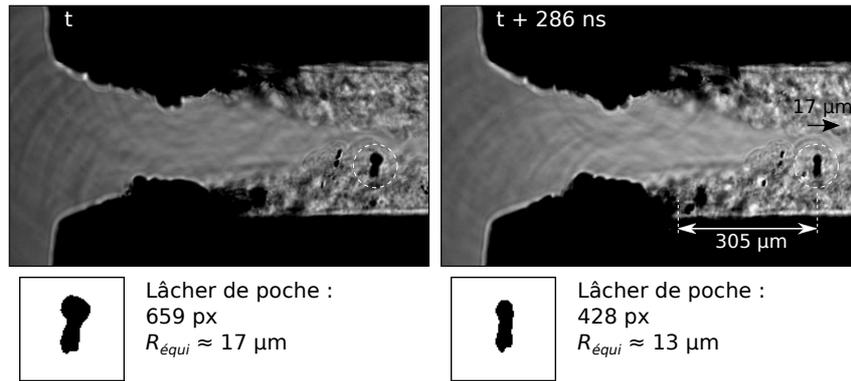
Dans le cas de la Figure 4.20, le temps de Rayleigh, c'est-à-dire le temps d'existence de la bulle, est estimé à  $t_R < 1 \mu\text{s}$ . Le mécanisme d'effondrement est donc un phénomène extrêmement

rapide qui doit engendrer localement d'énormes fluctuations de pression. La valeur de la pression générée par l'effondrement d'une bulle peut être approchée par l'Équation [16] :

$$p_{\max} = p_{\infty} \left[ 1 + \frac{1}{4^{4/3}} \left( \frac{R_{\text{init}}}{R} \right)^3 \right] \quad (4.14)$$

Dans le cas de la Figure 4.20, la pression générée par l'effondrement au moment de l'acquisition serait alors supérieure à 6 bar. Une telle hausse de pression sur quelques pixels est suffisante pour apparaître par effet ombroscopique sur les visualisations. D'ailleurs, il est tout à fait envisageable que les ondes de pression perturbent la dynamique des bulles voisines. Sur la Figure 4.20, une bulle de forme allongée est visible (à droite de la première bulle étudiée). La bulle est traversée par l'onde pression entre  $t$  et  $t + 286$  ns et il semble que son volume soit plus important sur la seconde image.

Le modèle de Rayleigh-Plesset a permis de mettre en évidence la rapidité à laquelle le phénomène d'effondrement se produit. Le temps de vie d'une bulle est très court. Il peut donc paraître étonnant d'observer des bulles loin de la poche de cavitation comme c'est le cas sur la Figure 4.22.



**FIGURE 4.22** – Effondrement d'un lâcher de poche de cavitation. Canal n° 5c,  $p_{\text{amont}} = 50$  bar,  $\Delta p = 20,3$  bar,  $T = 32,5^\circ\text{C}$ .

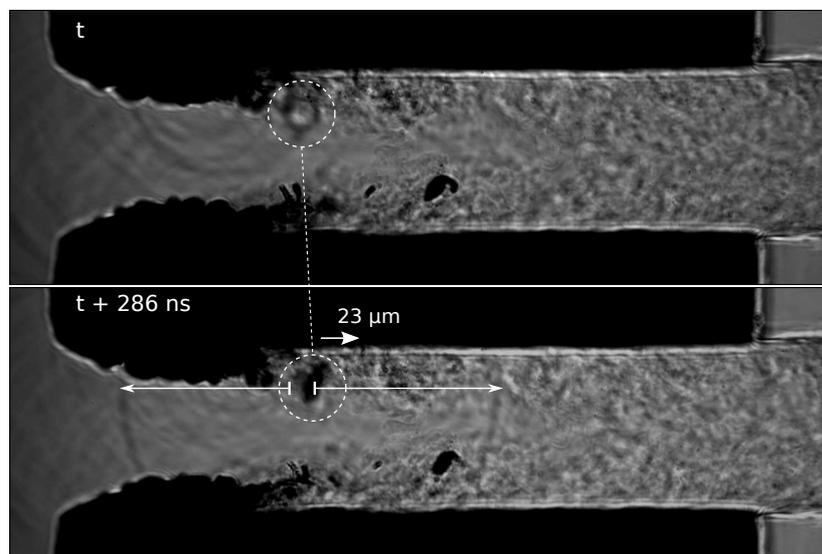
Sur cette figure, à l'instant  $t + 286$  ns, une bulle est observée dans le sillage de la poche de cavitation inférieure. À cet endroit, les interférogrammes montrent une pression locale d'environ 29 bar. La distance séparant la poche de la bulle est de 305  $\mu\text{m}$ . En première approche, il est possible d'estimer que la bulle s'est déplacée de 300  $\mu\text{m}$  à une vitesse d'environ 60  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  soit un temps de transit de 5  $\mu\text{s}$ . D'après l'Équation 4.13, le rayon initial de la bulle peut être estimé à 300  $\mu\text{m}$  ce qui ne semble pas compatible avec les dimensions du canal ( $h \approx 400$   $\mu\text{m}$ ). De plus, en considérant la taille de la bulle sur la première image de la Figure 4.22, un temps d'effondrement de 250 ns est estimé. Ce temps est inférieur au temps inter-image. La bulle ne devrait donc plus exister sur la seconde image.

Une hypothèse peut être avancée pour expliquer un temps de vie des bulles plus long (d'un facteur 20) que ce que prévoit le modèle de Rayleigh-Plesset. Cette hypothèse consisterait à supposer des fluctuations de pression générées par la turbulence dans le sillage des poches de

l'ordre de 20 bar. Des fluctuations d'une telle amplitude sont *a priori* étonnantes. Cependant, les bulles à long temps de vie sont isolées et en très petit nombre en comparaison du volume de fluide dans le sillage des poches de cavitation ( $l_c = 2$  mm). Les fluctuations de pression évoquées ci-dessus constitueraient donc des événements rares.

#### 4.4.2 Formation de cavitation à la suite d'une onde de pression

L'effondrement d'une poche de cavitation génère une onde pression. Cette dernière est suivie d'une onde de dépression. Dans certains cas, il est envisageable que l'onde de dépression ou que la superposition de plusieurs zones de dépression soit suffisamment importante pour que localement la pression du fluide chute en deçà de la pression de vapeur saturante, provoquant la vaporisation du fluide. C'est ce qu'il semble se produire sur la Figure 4.23.



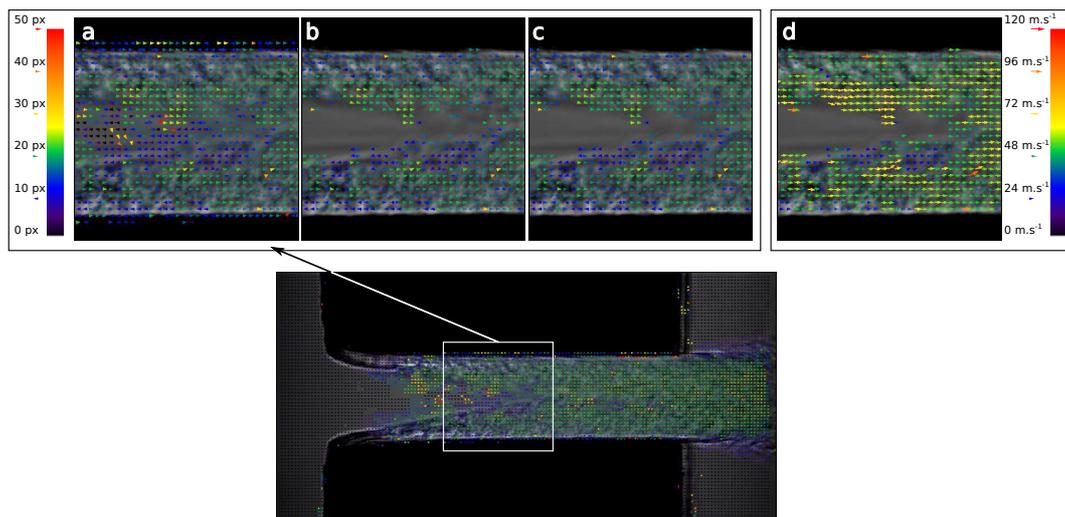
**FIGURE 4.23** – *Onde de pression suivie de la formation d'une poche de vapeur. Canal n° 5c,  $p_{amont} = 40$  bar,  $\Delta p = 23,1$  bar,  $T = 23,6^\circ\text{C}$ .*

À l'instant  $t$ , une formation circulaire (entourée en pointillé blanc) est visible à droite de la poche de cavitation principale. Cette formation est une onde de pression se développant suite à l'implosion d'une bulle de vapeur. A l'instant  $t + 286$  ns, la formation circulaire est remplacée,  $23 \mu\text{m}$  en aval, par une bulle (entourée en pointillé blanc). Cette bulle semble donc avoir pris naissance à l'endroit où de l'onde de pression a été générée. Par ailleurs, l'onde de pression initiale est encore visible sur la seconde image. En prenant comme point de référence le centre de l'onde de pression à l'instant  $t$ , il apparaît à l'instant  $t + 286$  ns deux arcs de cercle (ondes de pression) de part et d'autre de la nouvelle formation gazeuse, à respectivement  $391 \mu\text{m}$  et  $352 \mu\text{m}$  du point de départ de l'onde. Ces déplacements correspondent à des vitesses absolues de, respectivement,  $1370 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $1230 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . En considérant la vitesse de l'écoulement ( $60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ), les vitesses relatives de ces ondes sont de  $1310 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour l'onde remontant l'écoulement et  $1290 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

pour l'autre. Ces données sont en bon accord avec les vitesses du son mesurées dans l'huile en phase liquide par les partenaires NADIA-bio ( $c_l^{297 K, 20 bar} \approx 1355 \text{ m.s}^{-1}$ ).

## 4.5 Détermination du champ de vitesse des structures turbulentes

Le montage d'imagerie en transmission permet l'acquisition de deux images à deux instants très proches. L'intervalle de temps entre les deux images est variable et peut descendre jusqu'à 200 ns environ. Sur ces couples d'images, des structures de gradient d'indice se développant dans le sillage des zones de recirculation sont clairement visibles. Leur déplacement d'une image à l'autre peut être déterminé par corrélation, à l'aide d'un algorithme de traitement d'image de type *PIV* [79, 80]. Les structures, qui sont attribuées à la présence de turbulence, restent en effet suffisamment corrélées entre les deux images pour réaliser les mesures de déplacement. Certaines zones de l'écoulement sont cependant vides de telles structures et doivent être exclues du traitement ; c'est le cas notamment à l'entrée du canal.



**FIGURE 4.24** – *a* : traitement *PIV*. *b* et *c* : post-traitement *PIV*. *d* : champ final de vitesse. Canal n° 5c :  $p_{amont} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 24,5 \text{ bar}$ ,  $T = 24,3^\circ\text{C}$ , couple d'images n° 000009.

Il est important de souligner que dans cette section ce n'est pas la vitesse du fluide mais la vitesse des structures turbulentes qui est mesurée. L'ajout d'un traceur pose potentiellement des problèmes pour l'étude de la cavitation notamment des difficultés à distinguer les bulles des particules et une possible influence des particules sur le déclenchement de la cavitation.

Le traitement est réalisé en trois passages successifs avec une zone d'interrogation de taille dégressive ( $128 \text{ px} \times 128 \text{ px}$ ,  $64 \text{ px} \times 64 \text{ px}$  et  $24 \text{ px} \times 24 \text{ px}$ ). L'espacement entre chaque zone d'interrogation pour le dernier passage est de 12 px. Ce traitement fournit le déplacement des structures de l'écoulement à l'exception des zones de l'image où les parois et les formations de

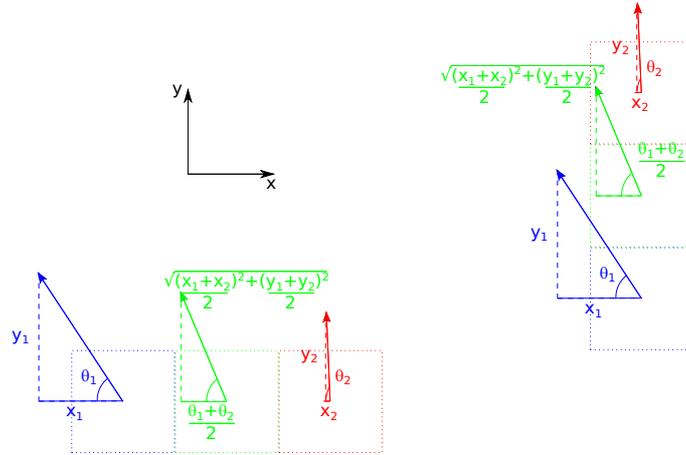
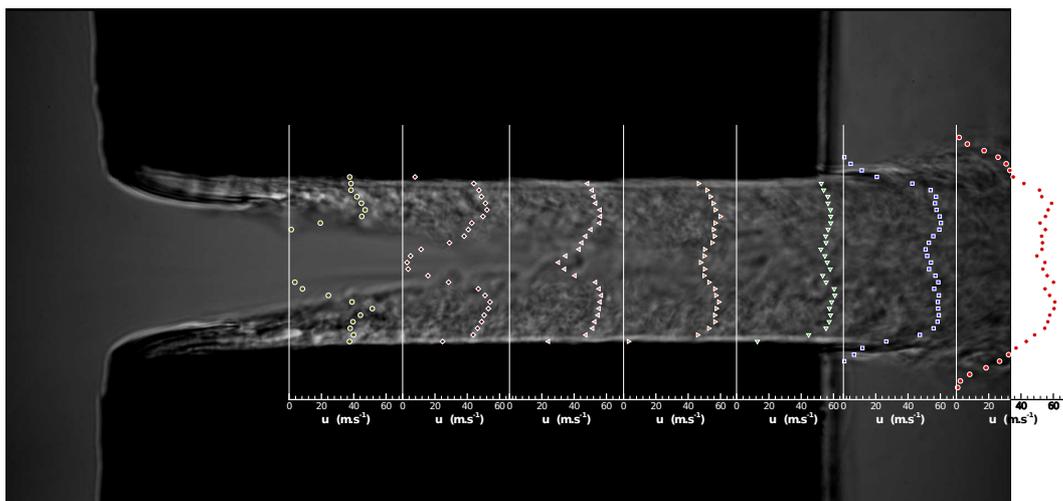


FIGURE 4.25 – Illustration de l'interpolation des vecteurs absents.

vapeur sont présentes (Figure 4.24a). Les vecteurs déplacement issus des zones de l'image vides de structures sont éliminés par un post-traitement (Figure 4.24b). Ce post-traitement repose sur l'éviction du vecteur déplacement lorsque l'écart-type du niveau de gris au sein de la zone d'interrogation est inférieur à une valeur seuil. L'application de ce seuillage élimine assez bien les vecteurs des zones exemptes de fluctuations importantes de niveaux de gris, mais il peut arriver qu'il élimine aussi des vecteurs qui devraient être conservés. Pour remédier à ce problème, les mailles n'ayant plus de vecteur se voient attribuer un vecteur recalculé quand les mailles voisines affichent un vecteur non nul (Figure 4.24c). La détermination de la norme et de l'orientation du vecteur est schématisée sur la Figure 4.25. Si une maille d'interrogation exempte de vecteur (en vert) se juxtapose avec deux mailles d'interrogation ayant des vecteurs de norme non nulle (1 en bleu et 2 en rouge) alors un vecteur de norme  $\sqrt{\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)^2 + \left(\frac{y_1+y_2}{2}\right)^2}$  et d'orientation  $\frac{\theta_1+\theta_2}{2}$  lui est attribué. Enfin, les mesures réalisées au MEB ont permis de déterminer avec précision les dimensions du canal. Sur les images en transmission, le grandissement est d'environ  $1,15 \mu\text{m.px}^{-1}$ . L'écart temporel entre les images qui ont servi d'exemple dans les Figures 4.24, 4.26 et 4.27 est de 390 ns. La valeur des vecteurs vitesse peut être déduite pour chaque vecteur déplacement correspondant à une maille de  $12 \text{ px} \times 12 \text{ px}$  (Figure 4.24d) :

$$\begin{cases} u = \frac{x_{\text{déplacement}} \times 1,15}{t_{\text{inter-images}}} \\ v = \frac{y_{\text{déplacement}} \times 1,15}{t_{\text{inter-images}}} \end{cases} \Rightarrow \|\vec{V}\| = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (4.15)$$

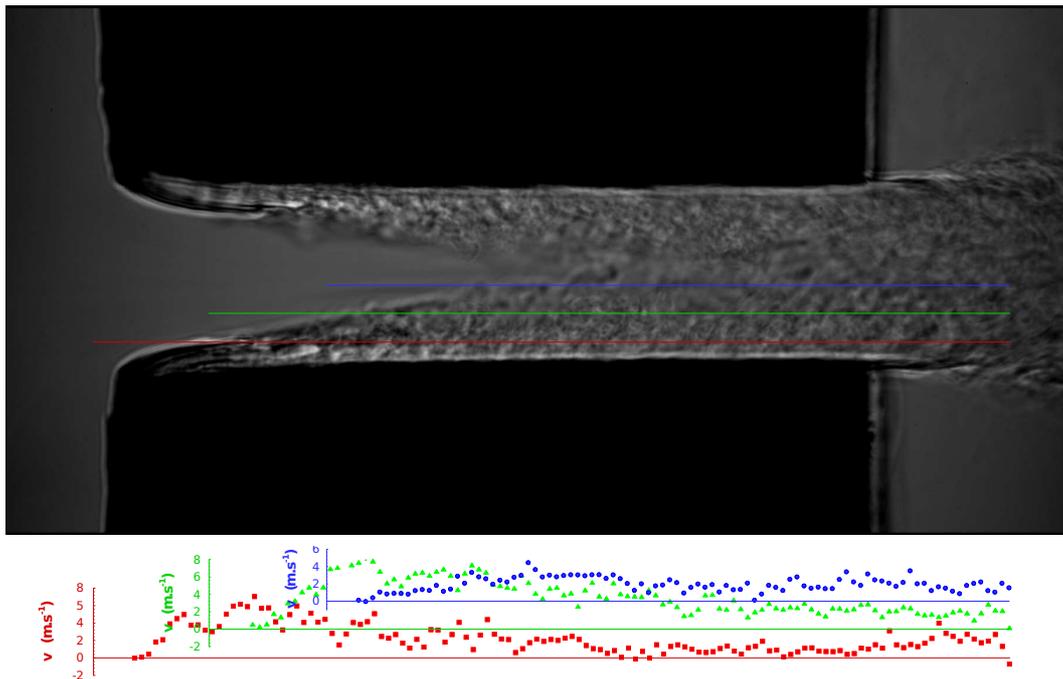
Cette méthode permet ainsi d'obtenir un champ de vitesse des structures turbulentes du canal. En adoptant l'hypothèse d'ergodicité, une valeur moyenne de vitesse peut être calculée pour chaque zone de  $12 \text{ px} \times 12 \text{ px}$ . Les Figures 4.26 et 4.27 montrent des profils de vitesse moyennés ( $\bar{u}$  et  $\bar{v}$ ) sur 50 couples d'images. Les zones de l'image exemptes de structure ne sont pas prises en compte dans le calcul de la moyenne. La valeur 0 de chaque profil correspond à la localisation de ce dernier. Les profils de vitesse  $\bar{u}$  suivant l'axe  $x$  (sens de l'écoulement) font apparaître une accélération des structures le long du canal, jusqu'à ce que celles-ci atteignent



**FIGURE 4.26** – Évolution des profils de vitesse dans le sens de l'écoulement. Profils moyennés sur 50 couples d'images. Canal n° 5c :  $p_{\text{amont}} = 50 \text{ bar}$ ,  $\Delta p = 24,5 \text{ bar}$ ,  $T = 24,3^\circ\text{C}$ .

leur vitesse maximale à la sortie. Ces structures sont moins rapides au centre du canal, là où les couches limites inférieure et supérieure se rejoignent. Il s'agit probablement d'un biais de la méthode utilisée, du fait d'une occurrence moindre des structures au centre du canal et d'une déformation plus importante de ces dernières due à la collision des deux couches. Toutefois, le profil de vitesse en sortie est relativement plat. Les profils de vitesse  $\bar{v}$  suivant l'axe  $y$  (hauteur du canal) montrent un déplacement plus rapide des structures vers le centre du canal lorsque celles-ci apparaissent derrière les zones de recirculation. Lorsque les couches limites se rejoignent, la vitesse suivant l'axe  $y$  devient quasiment nulle ( $\bar{v} \approx 0$ ), témoignant d'un régime d'écoulement quasiment établi en sortie de canal. À la sortie du canal, les structures turbulentes se déplacent donc essentiellement dans le sens de l'écoulement à une vitesse moyenne  $\bar{u}$ .

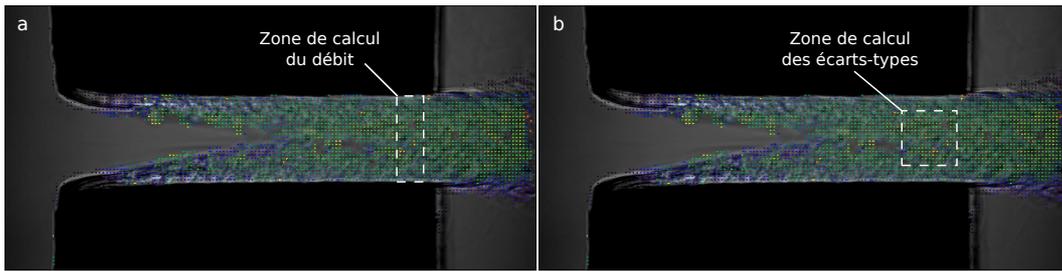
En ne prenant en compte que la partie finale du canal, où l'écoulement semble établi (Figure 4.28a), un débit des structures turbulentes est calculé. Les vecteurs compris dans cette zone sont moyennés sur la hauteur du canal. Les vecteurs nuls, conséquences de la présence d'une zone de cavitation, ne sont pas pris en compte dans la moyenne. Le débit massique des structures est calculé en prenant en compte une masse volumique déterminée à partir de la valeur de la pression aval et de la température amont (l'échauffement du fluide étant négligé lors de son passage dans le canal). Sur la Figure 4.29a, le débit obtenu est comparé au débit d'huile mesuré sur l'installation. Le débit des structures observées est très proche du débit de fluide mesuré sur l'installation. Le débit des structures est cependant environ 8 % inférieur au débit de l'écoulement pour les faibles différences de pression entrée/sortie et 3-4 % inférieur pour les différences de pression plus importantes. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette différence. Premièrement, pour des faibles gradients de pression, le développement des couches limites n'est pas suffisant pour que ces dernières se rejoignent avant la sortie. Ceci conduit à l'obtention d'un profil en deux parties avec une vitesse plus faible au centre. Deuxièmement,



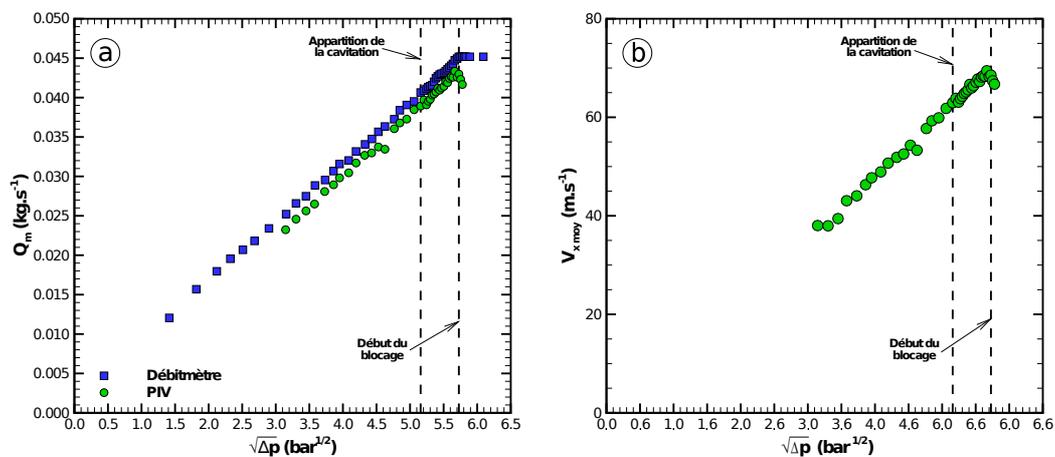
**FIGURE 4.27** – Évolution des profils de vitesse dans le sens de la hauteur du canal. Profils moyennés sur 50 couples d'images. Canal n° 5c :  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 24,5$  bar,  $T = 24,3^\circ\text{C}$ .

il n'est pas exclu qu'un glissement puisse exister entre les structures et l'écoulement fluide. La vitesse du fluide serait alors supérieure à la vitesse des structures. Troisièmement, la mise au point s'effectue au centre du canal. Le profil de vitesse transverse à cet endroit devrait donc être à son maximum et relativement plat. Néanmoins, par effet ombroscopique, il est possible que les structures observées soient majoritairement les plus proches du hublot, conduisant à une sous-estimation des vitesses. Enfin, le contact verre/métal entre les hublots et les plaques peut ne pas être parfaitement étanche. Le débitmètre mesure le débit passant dans le dispositif de confinement du canal alors que l'imagerie montre uniquement le fluide passant dans le canal. Toutefois, à la sortie du canal, la méthode semble fournir une bonne estimation des champs de vitesse.

Sur le graphique de la Figure 4.29, pour  $\sqrt{\Delta p} > 5,7$ , l'écoulement atteint son point de blocage. Le débit mesuré par l'installation reste constant quel que soit la différence de pression entrée/sortie. Les poches de cavitation s'étendent sur la longueur du canal. À partir du point de blocage, la vitesse des structures semble quant à elle diminuer (Figure 4.29b). Ces structures prennent naissance dans la couche limite turbulente. Les poches de cavitation se développent le long des parois du canal, à l'endroit où se trouvent les couches limites turbulentes. La présence de poches de cavitation ou de lâchers de bulles en plus grand nombre est probablement la source de cette diminution de vitesse. Le nombre de vecteurs éliminés augmente lors du traitement et les phénomènes d'effondrement et ainsi que les ondes de pression associées déforment probablement les structures à des échelles de temps très courtes.



**FIGURE 4.28** – *a* : zone prise en compte dans le calcul du débit des structures. *b* : zone prise en compte pour le calcul des fluctuations de vitesse. Canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $\Delta p = 24,5$  bar,  $T = 24,3^\circ\text{C}$ .



**FIGURE 4.29** – *a* : comparaison du débit mesuré sur l'installation et du débit des structures turbulentes dans le canal. *b* : évolution de la vitesse moyenne prise dans le sens de l'écoulement. Canal n° 5c,  $p_{amont} = 50$  bar,  $T \approx 24^\circ\text{C}$ .

À la sortie d'un injecteur, l'atomisation primaire du jet liquide est principalement conditionnée par le champ de vitesse en sortie d'orifice mais aussi par la turbulence engendrée par l'écoulement [12, 6, 81]. Dans le cas de présence de cavitation, l'effondrement de lâchers de bulles de vapeur provoque une augmentation de la turbulence pouvant contribuer aux premières déformations du jet liquide en sortie [12, 48, 6, 27]. Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude ne permet pas de déterminer l'influence de l'écoulement du canal sur le spray puisque, le volume de décharge est rempli de liquide. Toutefois, il est possible d'étudier l'évolution des fluctuations de vitesse à la sortie du canal en fonction des différentes conditions d'écoulement. Les fluctuations de vitesse,  $u'$

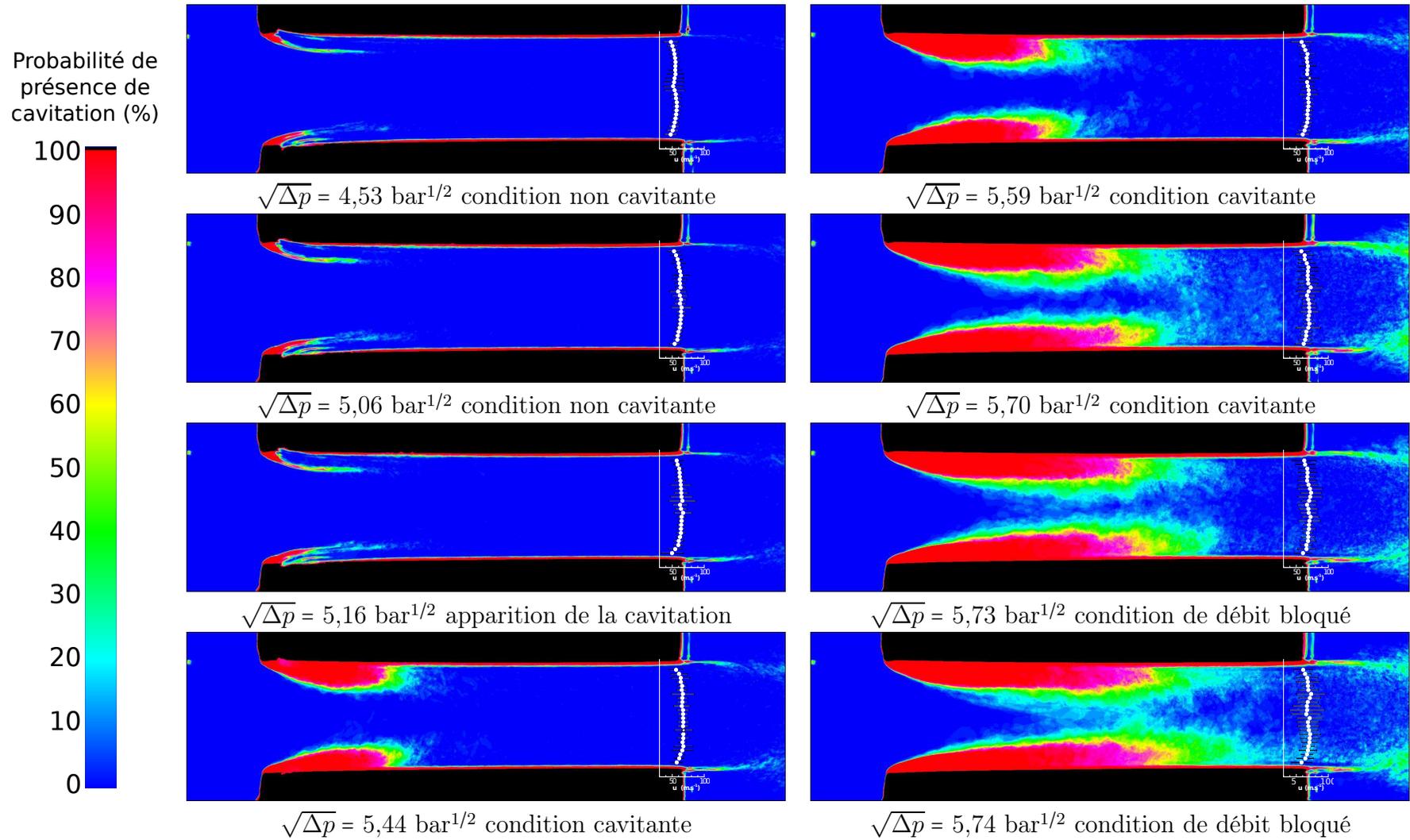


FIGURE 4.30 – Évolution du profil de vitesse en sortie de canal pour différentes conditions d'écoulement.  $\circ$  :  $\bar{u}$ .  $\vdash$  :  $\sigma_x/\bar{u}$ . Canal n° 5c.  $p_{amont} = 50 \text{ bar}$ .

et  $v'$ , sont définies selon une décomposition de Reynolds sur la vitesse comme :

$$\begin{cases} u = \bar{u} + u' \\ v = \bar{v} + v' \end{cases} \quad (4.16)$$

Les fluctuations de vitesse sont définies selon l'écart type relatif :

$$\begin{cases} \frac{\sigma_x}{\bar{u}} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum \frac{(\bar{u} - u')^2}{n}} \\ \frac{\sigma_y}{\bar{u}} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum \frac{(\bar{v} - v')^2}{n}} \end{cases} \quad (4.17)$$

où  $n$  est le nombre de champs de vitesse mesurés.

Sur la Figure 4.30, les profils de vitesse sont superposés aux images de probabilité de présence de cavitation afin de pouvoir suivre l'évolution de ces deux paramètres simultanément.

Jusqu'à  $\sqrt{\Delta p} = 5,59 \text{ bar}^{1/2}$  ( $\Delta p = 31,2 \text{ bar}$ ), les fluctuations de vitesse selon  $x$  à la sortie du canal restent assez stables. Pourtant, dans ces conditions la cavitation est déjà présente à l'entrée du canal, comme l'atteste la probabilité de présence de cavitation. À partir de  $\sqrt{\Delta p} = 5,70 \text{ bar}^{1/2}$  ( $\Delta p = 32,5 \text{ bar}$ ), les poches de cavitation sont bien développées ; la probabilité de présence de cavitation gagne en importance dans la première moitié du canal. Les fluctuations de vitesse augmentent rapidement, notamment au cœur de l'écoulement. À la vue de ces résultats, la présence de cavitation ne semble pas être une condition suffisante pour augmenter le taux de turbulence en sortie. La cavitation doit être suffisamment développée dans le canal pour agir de manière significative sur les conditions d'écoulement en sortie.

Une démarche similaire est menée, non plus sur un profil de vitesse, mais sur une zone de l'écoulement (en pointillé sur la Figure 4.28b). Des fluctuations de vitesse selon  $x$  et  $y$  sont calculées sur une zone de  $192 \text{ px} \times 192 \text{ px}$ . Elles sont ensuite moyennées sur 50 champs de vitesse et normalisées par la vitesse moyenne  $\bar{u}$ . L'évolution des fluctuations est tracée sur la Figure 4.31 en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ . Le calcul du  $Re$  est basé sur la vitesse moyenne  $\bar{u}$  dans la zone étudiée et sur le diamètre hydraulique  $D_h$  du canal. Des images instantanées (les plus représentatives du point de fonctionnement choisi) permettent de suivre l'évolution de la cavitation le long des courbes. Jusqu'à un nombre de Reynolds  $Re = 12000$ , les fluctuations relatives restent stables et environ égales à 10 % pour  $\sigma_x/\bar{u}$  et 7 % pour  $\sigma_y/\bar{u}$ . Peu d'énergie cinétique est dissipée à la sortie du canal pour ces conditions d'écoulement. Pour un nombre de Reynolds  $Re > 12000$ , les fluctuations augmentent puis la courbe des fluctuations relatives se « replie ». Ceci s'explique par le fait que le nombre de Reynolds  $Re$  utilisé est basé sur la vitesse moyenne des structures

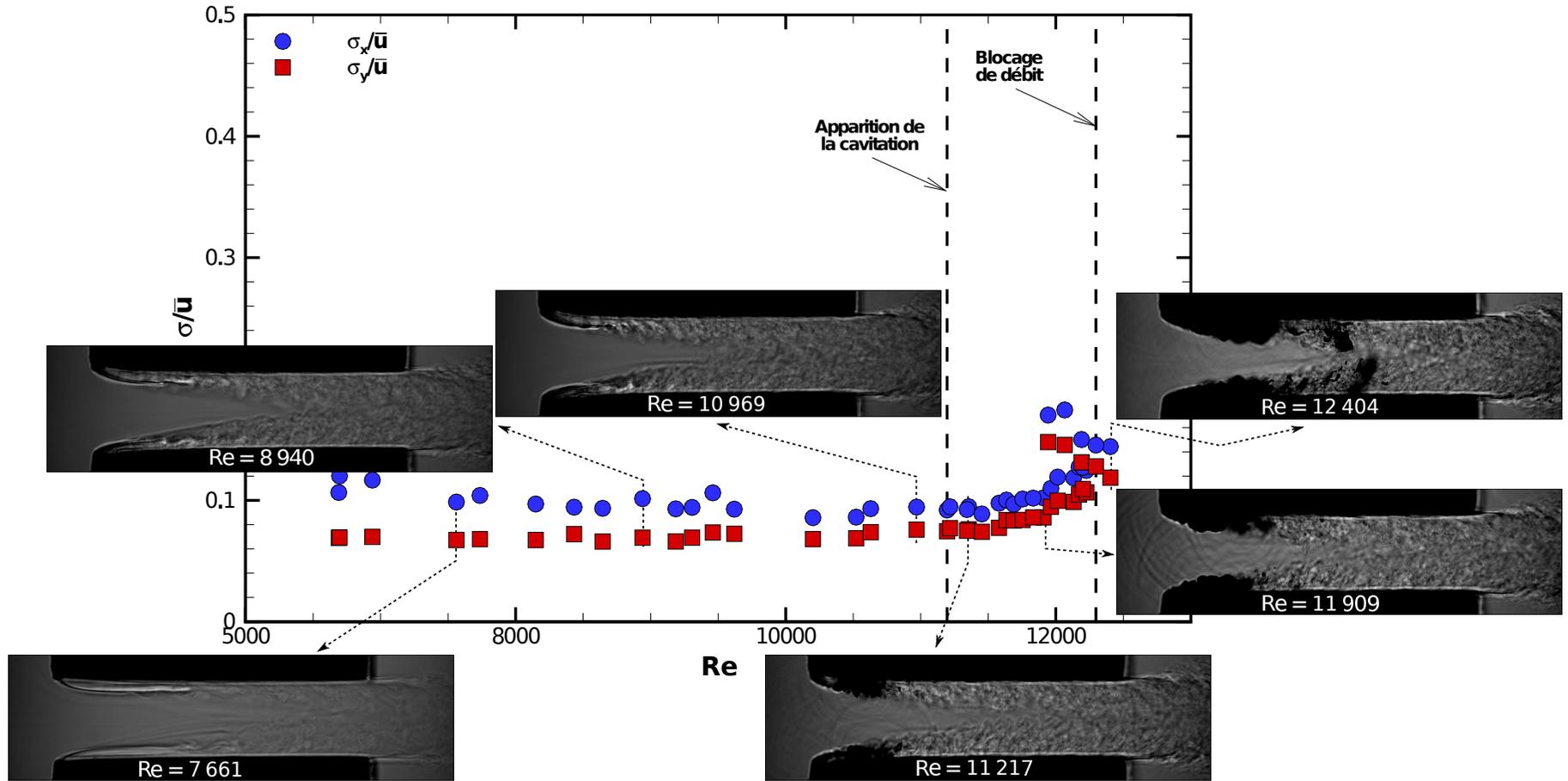


FIGURE 4.31 – Évolution des fluctuations de vitesse à la sortie du canal en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ .

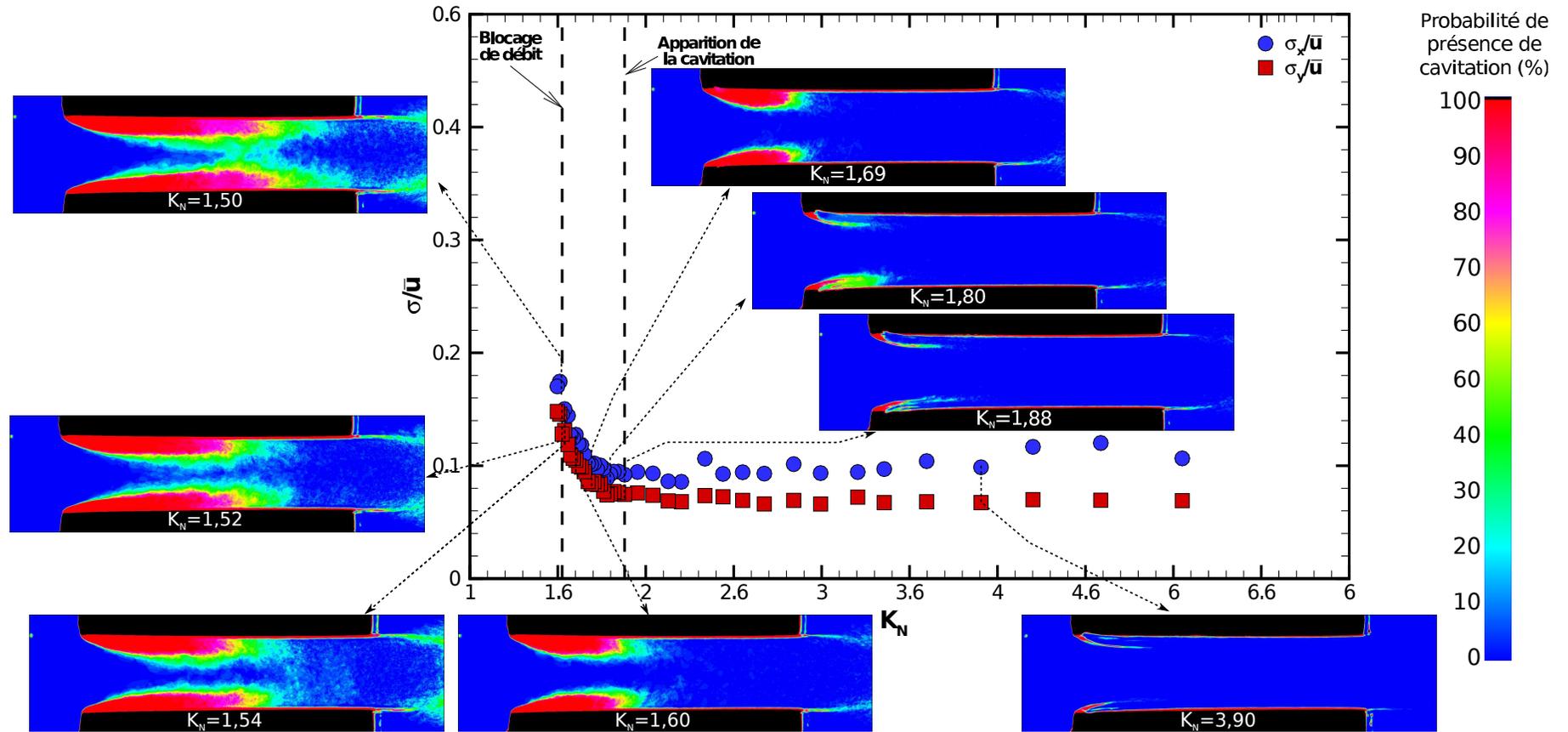


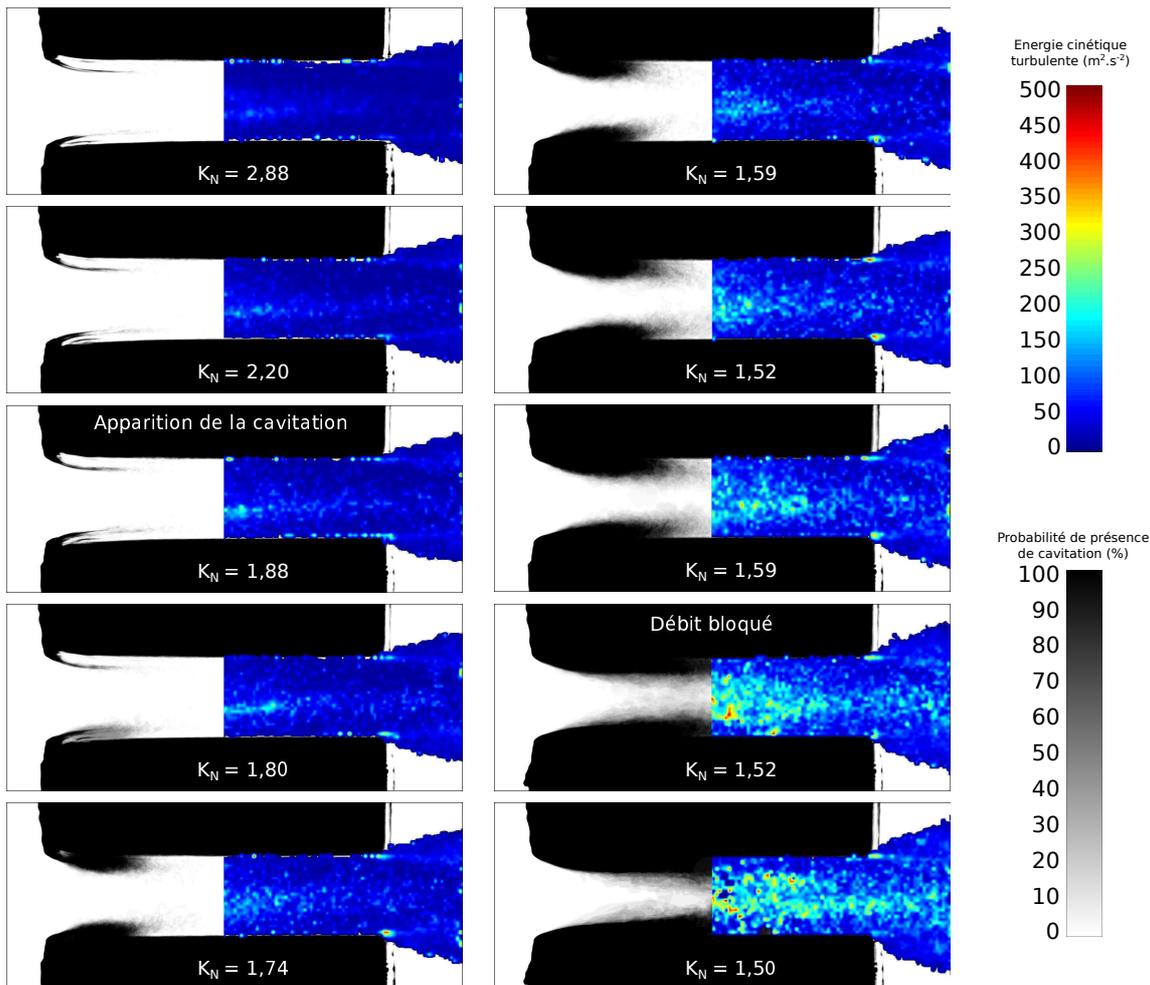
FIGURE 4.32 – Évolution des fluctuations de vitesse à la sortie du canal en fonction du nombre de cavitation  $K_N$ .

turbulentes et que cette vitesse décroît lorsque les conditions de blocage sont atteintes. Les fluctuations de vitesse sont donc représentées en fonction du nombre de cavitation  $K_N$  sur la Figure 4.32. Le développement de la cavitation dans le canal est illustré par des probabilités de présence de cavitation. Le nombre de Reynolds  $Re = 12000$  de la figure précédente correspond ici à un nombre de cavitation  $K_N = 1,69$ . Pour des nombres de cavitation plus petits, les fluctuations relatives augmentent très rapidement jusqu'au blocage, où la valeur des fluctuations de vitesse longitudinale et transverse a pratiquement doublé. Le changement brutal de comportement (à  $K_N = 1,69$ ) est clairement visible sur la Figure 4.32. Pour  $K_N = 1,69$ , la longueur moyenne des poches atteint un peu plus du tiers du canal. Ceci implique que dans un injecteur, la cavitation pourrait influencer la formation du spray dès que la poche de vapeur atteint plus du tiers (33%) de la longueur de l'orifice de décharge. Cette valeur est inférieure à la valeur de 70% annoncée par **Sou et al.** [37]. Toutefois, le canal utilisé par **Sou et al.** est 10 fois plus grand que celui présenté ici. Du fait de l'influence que peut avoir l'échelle du modèle sur le comportement de la cavitation et notamment sur les temps de vie des bulles de vapeur [54, 55], cet écart n'est pas surprenant.

En complément, l'intensité des fluctuations de vitesse est calculée en déterminant une énergie cinétique de turbulence  $TKE_{xy}$  dans un plan (puisque la troisième composante ne peut pas être mesurée ici) :

$$TKE_{xy} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad (4.18)$$

Les champs de vitesse étant incomplets à l'entrée du canal, l'énergie cinétique de turbulence  $TKE_{xy}$  est calculée dans la dernière moitié de ce dernier. La Figure 4.33 présente l'évolution de l'énergie cinétique de turbulence  $TKE_{xy}$  en fonction du nombre de cavitation  $K_N$  et de la probabilité de présence de cavitation dans le canal. L'énergie cinétique turbulente  $TKE_{xy}$  évolue peu pour  $K_N > 1,69$ , alors que les images révèlent une forte probabilité de présence de cavitation dans le premier tiers du canal. Ce n'est que lorsque la probabilité de présence de cavitation augmente au niveau du milieu du canal (ce qui correspond dans le cas présent à l'imminence du débit bloqué) que l'énergie cinétique turbulente  $TKE_{xy}$  augmente sensiblement à la sortie et hors du canal. Cette énergie cinétique turbulente est majoritairement localisée au centre de l'écoulement et au niveau des couches de mélange à la sortie du canal. En configuration réelle d'injection, il est ainsi fort probable que l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente à la sortie du canal participe à l'atomisation de la nappe de liquide.



**FIGURE 4.33** – Évolution de l'énergie cinétique turbulente  $TKE_{xy}$  en fonction du nombre de cavitation  $K_N$  et de la probabilité de présence de cavitation.



---

## Chapitre 5

# Influence de différents paramètres physiques et géométriques sur la cavitation

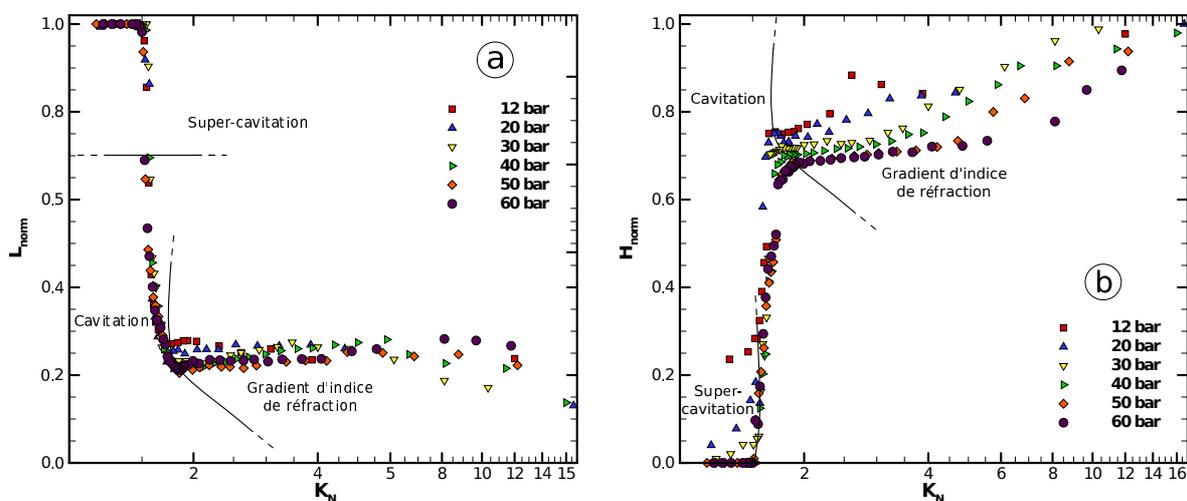
La littérature rapporte l'influence de certains paramètres physiques et géométriques sur la formation de la cavitation. De nombreuses études ([1, 35, 24, 2]) montrent par exemple qu'une pression d'injection élevée favorise l'apparition de la cavitation ; il est clairement établi, comme vu dans les précédents chapitres, qu'une différence de pression amont/aval importante favorise l'apparition de la cavitation. **Suh et al.** [43] comparent pour leur part le comportement d'un biocarburant à celui du gazole. Le biocarburant étudié possède une viscosité à température ambiante et une masse volumique plus élevées que celles du gazole. **Suh et al.** observent que la cavitation apparaît plus facilement avec le biocarburant. Peu d'études similaires ont été conduites depuis pour valider ou invalider ce comportement. **Bergwerk** [1], **Hiroyasu et al.** [6], **Tamaki et al.** [7], **Sou et al.** [37], **Suh et al.** [82] et **Dabiri et al.** [20] mettent en évidence que plus le rapport  $l/d$  est important, plus le seuil d'apparition de la cavitation est élevé. **Nurick** [35], **Soteriou et al.** [25], **Schmidt et al.** [57], **Winklhofer et al.** [45] et **Dabiri et al.** [20] montrent que le rapport  $r/d$  (rayon de courbure à l'entrée sur diamètre de l'orifice) joue un rôle très important sur la formation de la cavitation ; plus le rayon de courbure  $r$  est faible, plus l'apparition de la cavitation est favorisée. **Payri et al.** [58] comparent quant à eux deux orifices de conicité différente (un convergent et un cylindrique). La cavitation n'apparaît pas dans l'orifice convergent. Dans un canal 2D, **Winklhofer et al.** [41] montrent également que la convergence « retarde » l'apparition de la cavitation. Les effets que pourraient avoir l'état de surface sur l'apparition de la cavitation sont eux étudiés par **Badock et al.** [61], **Winklhofer et al.** [45], **Stutz** [59], **Chang et al.** [60] et **Jung et al.** [62]. Alors que certaines de ces études rapportent une influence claire de la rugosité sur le développement de la cavitation, d'autres sont plus réservées.

Dans cette section, l'influence sur la cavitation de certains paramètres cités ci-dessus est étudiée. Cette étude se base sur les visualisations de l'écoulement par imagerie en transmission mais aussi sur les mesures ( $T$ ,  $p_{amont}$ ,  $p_{aval}$  et  $Q_v$ ) qui s'y rapportent.

---

## 5.1 Influence de la pression amont

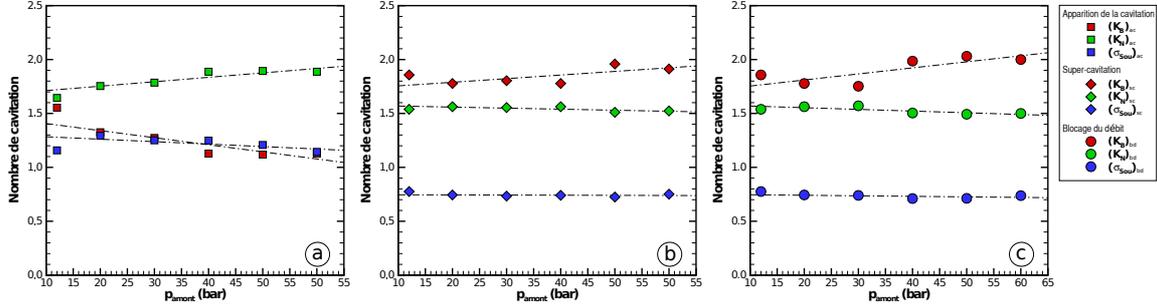
Le dispositif expérimental permet de faire varier la pression amont  $p_{amont}$  de 12 à 50 bar, voire 60 bar. Pour chaque pression amont fixée, la pression aval  $p_{aval}$  évolue de la pression amont à la pression minimale autorisée par l'installation. Pour chaque point de fonctionnement, les pressions amont et aval mais aussi la température et le débit volumique sont relevés. Des visualisations de l'écoulement sont réalisées puis traitées avec l'algorithme présenté en Annexe D afin d'étudier l'évolution de la taille des poches de cavitation. La Figure 5.1 présente un exemple d'évolution de la longueur normalisée des poches et de la hauteur normalisée de passage entre les poches pour différentes pressions amont.



**FIGURE 5.1** – a : évolution de  $L_{norm}$  en fonction de  $K_N$ . b : évolution de  $H_{norm}$  en fonction de  $K_N$ . Différentes pressions amont. Canal n° 5b,  $h = 322 \mu\text{m}$ ,  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ .

Pour  $K_N > 1,64$ , les visualisations font apparaître uniquement la marque des gradients d'indice de réfraction. Ces gradients d'indice correspondent à la couche de cisaillement occasionnée par les zones de recirculation et l'écoulement principal à l'entrée du canal. La longueur des gradients d'indice est à peu près équivalente au quart de la longueur du canal. La longueur des gradients d'indice diminue juste avant l'apparition de la cavitation. Ce comportement est surtout visible pour les plus fortes pressions amont. Lorsque la cavitation apparaît ( $K_N < 1,64$ ), la longueur des poches évolue très vite vers la super-cavitation. Ce dernier régime semble très influent sur l'atomisation du spray [25, 12, 6, 7, 2, 26]. Il est considéré comme atteint lorsque  $0,7 < L_{norm} < 1$  [37]. Toutefois, la Section 4.5 a montré une augmentation des fluctuations de vitesse en sortie de canal dès  $L_{norm} = 0,33$ . Donc, la cavitation semble agir sur les conditions d'écoulement en sortie de canal, même si elle ne se développe pas sur la totalité de la longueur de ce dernier. Aucune différence notable de l'évolution de  $L_{norm}$  en fonction des pressions amont n'est observée sur la Figure 5.1a; les courbes se superposent. En revanche, pour les pressions  $p_{amont} = 12, 20$  et  $30$  bar, une zone liquide persiste au centre de l'écoulement ( $H_{norm} > 0$ ) en régime de super-cavitation; cette zone n'est plus visible à partir

de 40 bar (Figure 5.1b). La pression amont semble avoir une influence sur l'épaississement des poches de cavitation.



**FIGURE 5.2** – Comparaison des différents nombres de cavitation pour différentes pressions amont. a : apparition de la cavitation. b : régime de super-cavitation. c : blocage de débit. Canal n° 5b.

Dans un injecteur, les conditions d'écoulement remarquables sont l'apparition de la cavitation « ac », le régime de super-cavitation (influence sur l'écoulement de sortie) « sc » et le blocage de débit (perte de rendement) « bd ». Pour chacune de ces conditions critiques, les nombres de cavitation introduits à la Section 1.4.2.1 sont utilisés pour caractériser l'écoulement (Figure 5.2). Pour rappel :

$$K_B = \frac{p_{amont} - p_{aval}}{p_{aval} - p_v} \quad (5.1)$$

$$K_N = \frac{p_{amont} - p_v}{p_{amont} - p_{aval}} \quad (5.2)$$

$$\sigma_{Sou} = C_C^2 \left( \frac{p_{aval} - p_v}{\frac{1}{2}\rho U^2} + \frac{\lambda_{friction} l}{D_H} + 1 \right) \quad (5.3)$$

Le nombre de cavitation  $\sigma_{Sou}$  a l'originalité de tenir compte des pertes par frottement dans le canal. Contrairement à l'étude de **Sou et al.** [38], la hauteur de passage de liquide dans le canal peut, ici, atteindre une valeur nulle. Ceci pose problème pour déterminer le nombre de cavitation  $\sigma_{Sou}$  puisque le coefficient de contraction  $C_C$  est déterminé optiquement à partir de cette hauteur. Une hauteur nulle impliquerait un  $\sigma_{Sou} = 0$ . Par conséquent,  $C_C$  est choisi égal à  $H_{norm}$  lorsque  $H_{norm} > C_{CNurick}$  et égal à  $C_{CNurick}$  dans le cas contraire.  $C_{CNurick}$  est le coefficient de contraction défini à partir des courbes hydrauliques (Équation 1.14). Les valeurs critiques de  $K_B$  évoluent de manière irrégulière avec la pression amont pour les trois événements considérés.  $(K_N)_{ac}$  augmente avec  $p_{amont}$  alors que  $(K_N)_{sc}$  et  $(K_N)_{bd}$  décroissent légèrement.  $(\sigma_{Sou})_{ac}$  diminue quant à lui légèrement avec  $p_{amont}$  à l'apparition de la cavitation. En revanche,  $(\sigma_{Sou})_{sc}$  et  $(\sigma_{Sou})_{bd}$  demeurent relativement constants à 0,75 et 0,74.

Les valeurs critiques des nombres de cavitation restent dans l'idéal constant pour un événement donné. La Figure 5.3 montre la dispersion des différents nombres de cavitation pour les régimes critiques. Elle confirme que la dispersion est moindre avec les nombres  $K_N$  et  $\sigma_{Sou}$ .

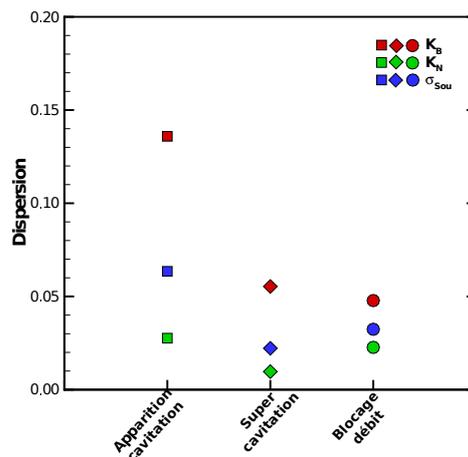


FIGURE 5.3 – Dispersion des nombres de cavitation en fonction des conditions critiques. Canal n° 5b.

Il est à noter que le régime de super-cavitation est toujours atteint avant le blocage du débit.

## 5.2 Influence de la température

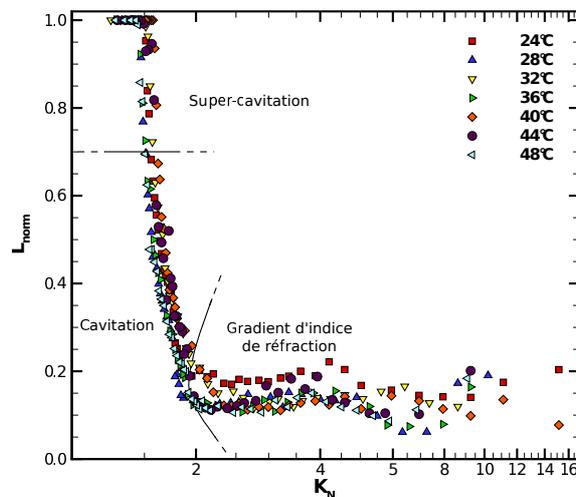
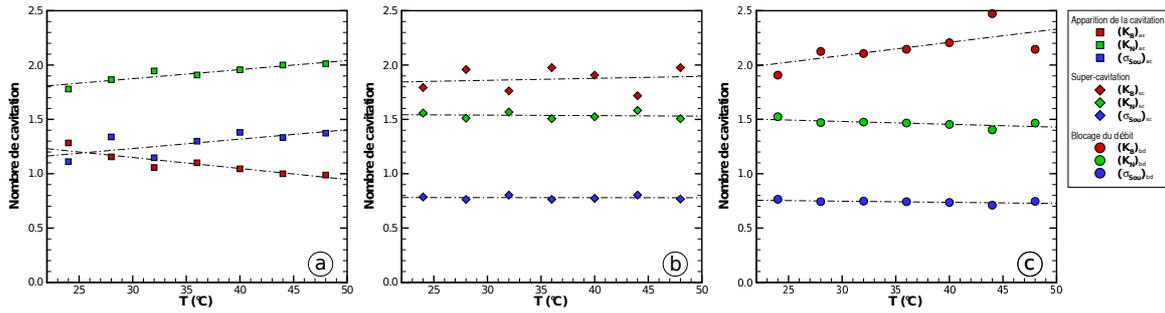
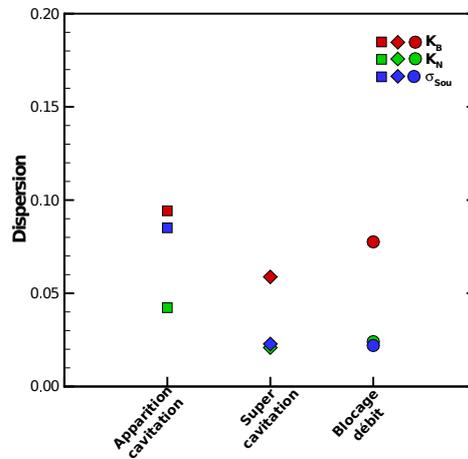


FIGURE 5.4 – Évolution de  $L_{norm}$  en fonction de  $K_N$  pour différentes températures. Canal n° 5c.

Le dispositif expérimental est équipé d'un échangeur air/huile qui permet de maîtriser la température de l'huile. Cette dernière est réglée de 24 à 48 °C. La Figure 5.4 montre une légère dispersion des évolutions de  $L_{norm}$  en fonction de la température  $T$  même si aucune tendance claire de l'influence de la température sur  $L_{norm}$  ne se dégage. Ce constat semble confirmé par l'évolution quasi-constante et la faible dispersion des nombres de cavitation  $K_N$  et  $\sigma_{Sou}$  pour les régimes de super-cavitation ( $(K_N)_{sc} \approx 1,53$  et  $(\sigma_{Sou})_{sc} \approx 0,79$ ) et de blocage du débit ( $(K_N)_{bd} \approx 1,46$  et  $(\sigma_{Sou})_{bd} \approx 0,74$ ) (Figures 5.5 et 5.6). Les nombres de cavitation  $K_N$  et  $\sigma_{Sou}$



**FIGURE 5.5** – Comparaison des différents nombres de cavitation pour différentes températures. a : apparition de la cavitation. b : régime de super-cavitation. c : blocage de débit. Canal n° 5c.

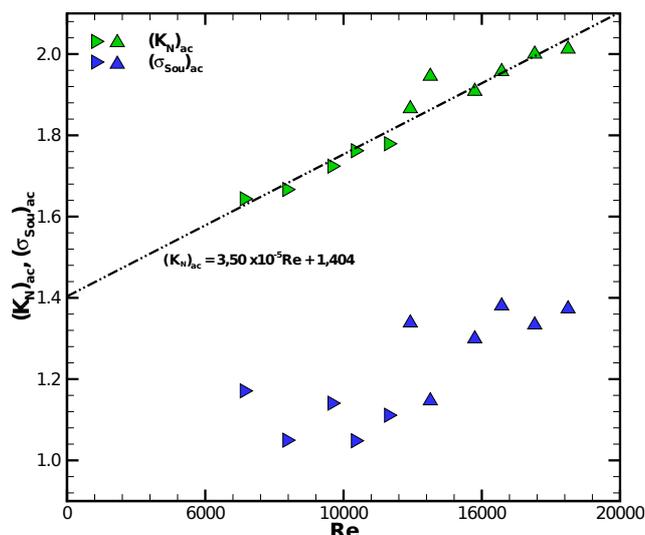


**FIGURE 5.6** – Dispersion des nombres de cavitation en fonction des conditions critiques. Canal n° 5c.

semblent donc être des nombres pertinents pour la prédiction de ces deux régimes. En revanche, aucun de ces nombres (pas plus que  $K_B$ ) ne paraît efficace pour prédire le régime d'apparition de la cavitation.

Le seuil d'apparition de la cavitation semble être modifié par la température (+11% pour  $(K_N)_{ac}$  et +16% pour  $(\sigma_{Sou})_{ac}$  entre 24 et 48°C). Plus la température est élevée, plus la différence de pression  $\Delta p$  doit être importante pour que la cavitation apparaisse. Ce résultat ne peut être uniquement expliqué par l'évolution de la pression de vapeur saturante qui augmente de 10 à 50 Pa (Figure 2.4). En revanche, la viscosité chute de près de 60% entre 24 et 48°C (Figure 2.3). Cette variation de viscosité prend tout son sens à la lumière des observations faites à la Section 3.1.2 sur le mécanisme d'apparition de la cavitation dans la couche de cisaillement. En effet, la viscosité joue un rôle stabilisateur sur les instabilités. Or, lorsque la température diminue, la viscosité augmente. L'effet stabilisateur de la viscosité se fait donc davantage ressentir, limitant le développement des instabilités et l'apparition de la cavitation (diminution de  $(K_N)_{ac}$  ou  $(\sigma_{Sou})_{ac}$ ). Lorsque  $p_{amont}$  varie, la viscosité reste quasiment constante. En revanche, à  $(K_N)_{ac}$  constant, la vitesse de l'écoulement augmente avec  $p_{amont}$  ( $K_N \sim p_{amont}/\Delta p$ ). Les gradients de

vitesse augmentent donc dans l'écoulement et favorisent le développement des instabilités. Les forces de viscosité et la vitesse de l'écoulement sont donc des éléments qui semblent jouer un rôle dans l'apparition de la cavitation. Le nombre de Reynolds  $Re$  rend compte du rapport entre les forces inertielles et les forces de viscosité au sein d'un fluide. La Figure 5.7 présente l'évolution des nombres de cavitation critiques (à l'apparition de la cavitation) en fonction du nombre de Reynolds (basé sur le diamètre hydraulique) pour différentes pressions amont  $p_{amont}$  et différentes températures  $T$ .



**FIGURE 5.7** – Évolution des nombres de cavitation  $(K_N)_{ac}$  et  $(\sigma_{Sou})_{ac}$  en fonction du nombre de Reynolds. Canal n° 5c,  $h = 238 \mu\text{m}$ ,  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ .

Le nombre de cavitation critique pour l'apparition de la cavitation  $(K_N)_{ac}$  semble évoluer avec le nombre de Reynolds  $Re$  de manière linéaire :

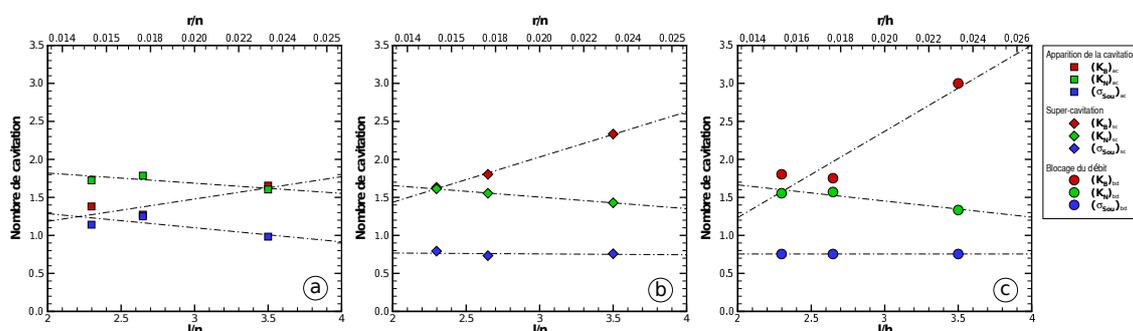
$$(K_N)_{ac} = aRe + (K_N)_0 \quad (5.4)$$

où  $a \approx 3,50 \times 10^{-5}$  et  $(K_N)_0 \approx 1,40$ .

Bien que l'apparition de la cavitation soit principalement pilotée par le nombre de cavitation, la valeur critique de ce nombre  $(K_N)_{ac}$  dépend de manière linéaire et non négligeable du nombre de  $Re$ . À partir de l'Équation 5.4, il serait envisageable de définir un nouveau nombre de cavitation qui montrerait une valeur critique constante à l'apparition de la cavitation. Cependant, rien ne garantit que les coefficients  $a$  et  $(K_N)_0$  de cette relation soient universels et qu'ils ne changent pas avec la géométrie du canal par exemple. Pour les autres événements critiques (super-cavitation et blocage de débit), l'évolution des nombres critiques avec la pression ou la température ne semble pas suffisamment marquée pour permettre une correction similaire.

### 5.3 Influence de la hauteur du canal

L'influence des rapports  $l/d$  et  $r/d$  (ou  $l/h$  et  $r/h$  dans le cas de canaux) a fait l'objet de plusieurs études [1, 35, 25, 57, 6, 7, 45, 37, 82]; toutefois la maîtrise de la géométrie des orifices qui y sont comparés n'est pas démontrée. De plus, il est possible que, pour une même étude, les états de surface diffèrent d'un orifice à l'autre. Ceci peut introduire une ambiguïté dans l'interprétation des résultats [60]. Dans la présente étude, le concept du canal 2D repose sur l'association de deux plaques. Comme expliqué à la Section 2.2, l'espace séparant les deux plaques peut être modifié au moyen de cales en joint papier. L'avantage de cette démarche est que l'état de surface, les rayons de courbure d'entrée et la longueur du canal sont conservés. Seule la hauteur  $h$  du canal varie; à chaque variation de  $h$ , les rapports  $l/h$  et  $r/h$  se voient modifiés en conséquence et permettent une comparaison avec différents résultats existants dans la littérature.



**FIGURE 5.8** – Comparaison des différents nombres de cavitation pour différents rapports  $\frac{l}{h}$  et  $\frac{r}{h}$ . a : apparition de la cavitation. b : régime de super-cavitation. c : blocage de débit. Canaux n° 5a, 5b et 5c,  $p_{amont} = 30$  bar et  $T \approx 25,8^\circ\text{C}$ .

Sur la Figure 5.8,  $(K_N)_{ac}$ ,  $(K_N)_{sc}$ ,  $(K_N)_{bd}$  ainsi que  $(\sigma_{Sou})_{ac}$  diminuent lorsque les rapports  $l/h$  et  $r/h$  augmentent. En revanche,  $(\sigma_{Sou})_{sc}$  et  $(\sigma_{Sou})_{bd}$  restent constants. Le régime de super-cavitation est plus facilement atteint ( $\Delta p$  plus petit) quand la hauteur du canal augmente (Section 5.3). Une augmentation de la hauteur de 39% a été mesurée entre le canal n° 5a ( $h = 238 \mu\text{m}$ ) et le canal n° 5c ( $h = 338 \mu\text{m}$ ). Ceci se traduit par une diminution d'environ 10% du nombre de cavitation  $(K_N)_{sc}$ .

L'influence du rapport  $l/h$  sur des écoulements cavitants dans des orifices circulaires ou rectangulaires ayant fait l'objet de plusieurs études, il est intéressant de comparer les résultats du présent travail à des exemples existant dans la littérature. La Figure 5.9 présente différents nombres de cavitation  $(K_N)_{sc}$  en fonction du rapport  $l/h$ .

Il existe une certaine dispersion des données de la littérature. Toutefois, les résultats obtenus avec le banc expérimental sont globalement cohérents avec la littérature existante. Il semble d'ailleurs se dégager un comportement linéaire de  $(K_N)_{sc}$  en fonction du rapport  $l/h$ . Une comparaison similaire est faite avec le nombre  $(\sigma_{Sou})_{sc}$ . Les informations nécessaires à la détermination de ce nombre de cavitation ne sont pas toujours disponibles dans la littérature.

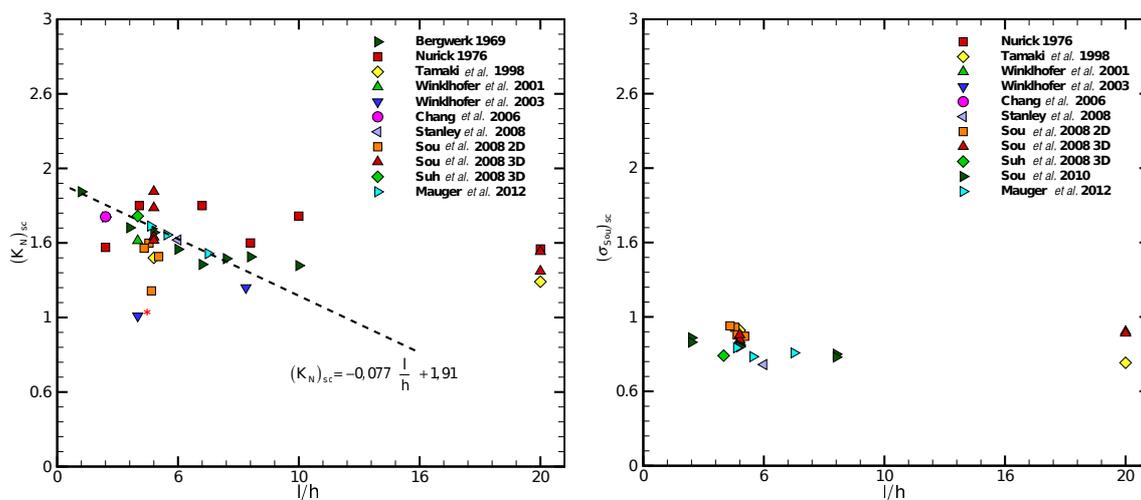


FIGURE 5.9 – Comparaison de l'évolution des nombres de cavitation  $(K_N)_{sc}$  et  $(\sigma_{Sou})_{sc}$  pour différents rapports  $\frac{l}{h}$ . (\* $r = 100 \mu\text{m}$ ).

Moins de comparaisons sont possibles et il est, par conséquent, plus difficile de dégager une tendance claire du nombre de cavitation  $(\sigma_{Sou})_{sc}$  en fonction du rapport  $l/h$ . Cependant, il semblerait que la dispersion du nombre  $(\sigma_{Sou})_{sc}$  soit moindre que celle du nombre  $(K_N)_{sc}$ .

Généralement, les études comparatives traitent d'orifices ayant un rayon de courbure très petit et il est fort probable que ce rayon de courbure ait une influence sur la cavitation [35, 45]. Nurick [35] établit, de manière empirique, une relation entre le rapport  $r/h$  et le nombre de cavitation  $(K_N)_{sc}$  :

$$(K_N)_{sc} = -11,4 \left( \frac{r}{h} \right) + 2,6 \tag{5.5}$$

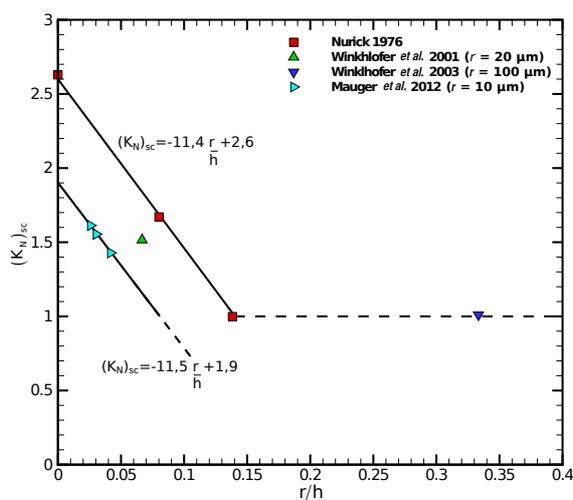


FIGURE 5.10 – Comparaison de l'évolution du nombre de cavitation  $(K_N)_{sc}$  pour différents rapports  $\frac{r}{h}$ .

Les canaux n° 5a, 5b et 5c ont des rayons de courbure d'environ 10  $\mu\text{m}$ . Les résultats expérimentaux (Figure 5.10) ne suivent pas la relation de **Nurick** (Équation 5.5) mais plutôt une relation du genre :

$$(K_N)_{sc} = -11,5 \left( \frac{r}{h} \right) + 1,9 \quad (5.6)$$

L'accord entre les deux pentes (Équations 5.5 et 5.6) est remarquable, même si un écart important est noté sur la constante qui semble dépendre d'autres paramètres.

Il est à noter que la relation de **Nurick** (Équation 5.5) est définie sur l'intervalle  $\frac{r}{h} \leq 0,14$  avec  $K_N > 1$  puisqu'au delà, il n'y a plus de *vena contracta* ni de cavitation. Ceci semble d'ailleurs confirmé pour un rayon de courbure de 100  $\mu\text{m}$  (**Winklhofer et al. [45]** sur la Figure 5.10).

## 5.4 Influence de l'état de surface

L'influence que pourrait avoir l'état de surface d'un orifice sur un écoulement cavitant est mal connue et les données sur le sujet sont parfois contradictoires [**61, 45, 59, 60, 62, 63**] (Section 1.4.4). Afin d'essayer de clarifier cette influence, des écoulements traversant des canaux avec différents états de surface sont comparés. On distingue les canaux à rugosité aléatoire (rugosité résultant de la découpe par électro-érosion) des canaux à rugosité contrôlée (texturation au laser femtoseconde). Les canaux lisses sont assimilés à des canaux de rugosité aléatoire très faible.

**TABLE 5.1** – *Récapitulatif géométrique des canaux à rugosité aléatoire.*

Désignation	Hauteur minimale	Longueur	Rugosité $R_a$
Canal 1a	212	1 475	$R_a = 0,7 \mu\text{m}$
Canal 2	225	1 466	$R_a = 3,3 \mu\text{m}$
Canal 5a	238	1 464	$R_a < 0,1 \mu\text{m}$
Canal 7	221	1 502	$R_a < 0,2 \mu\text{m}$

**TABLE 5.2** – *Récapitulatif géométrique des canaux textutés.*

Désignation	Hauteur minimale	Longueur	Texturation*
Canal 1b	238	1 475	$11 \times 9 - 29$
Canal 3	214	1 471	$3 \times 9 - 9$

\*largeur×hauteur–écartement

Malgré toutes les précautions prises lors de l'usinage, des disparités géométriques existent entre les différents canaux de la présente étude, notamment au niveau de la hauteur. L'influence de ce dernier paramètre a déjà été abordée à la Section 5.3. Dans la suite de la Section 5.4, la hauteur des différents canaux comparés varie de 212  $\mu\text{m}$  à 238  $\mu\text{m}$  soit  $\Delta h = 11\%$ .  $(K_N)_{sc}$  ne devrait donc être affecté que d'environ 2 à 3 %.

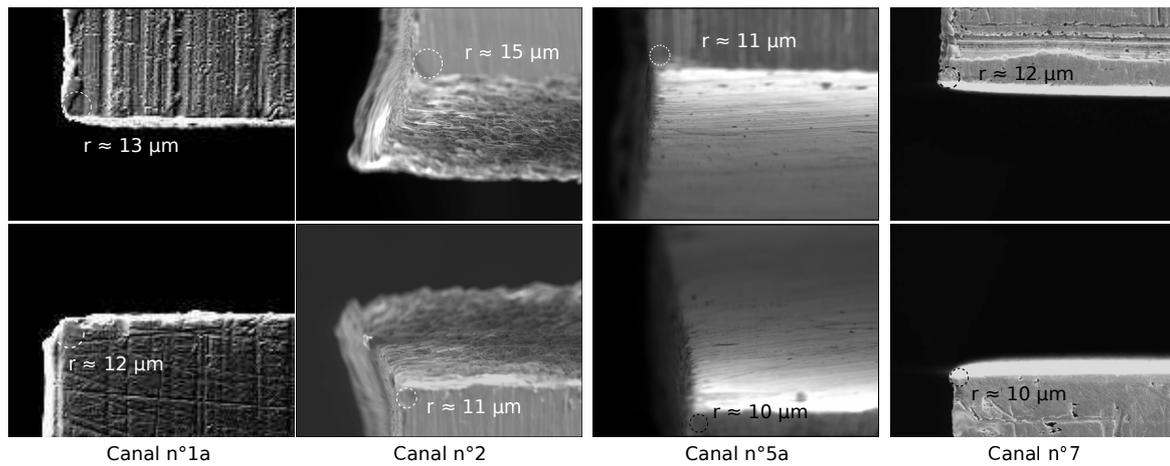


FIGURE 5.11 – Rayons de courbure à l’entrée des canaux à rugosité aléatoire n° 1a, 2, 5a et 7.

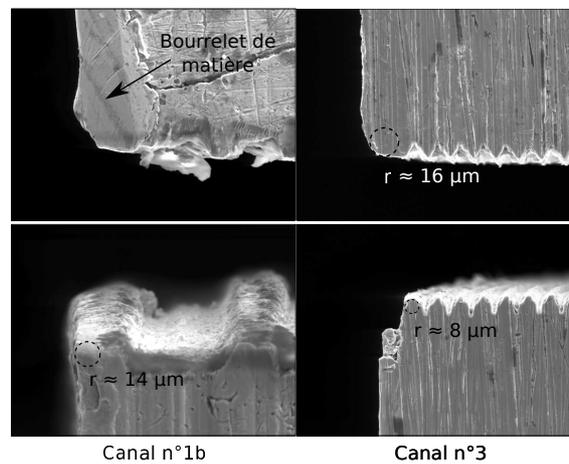
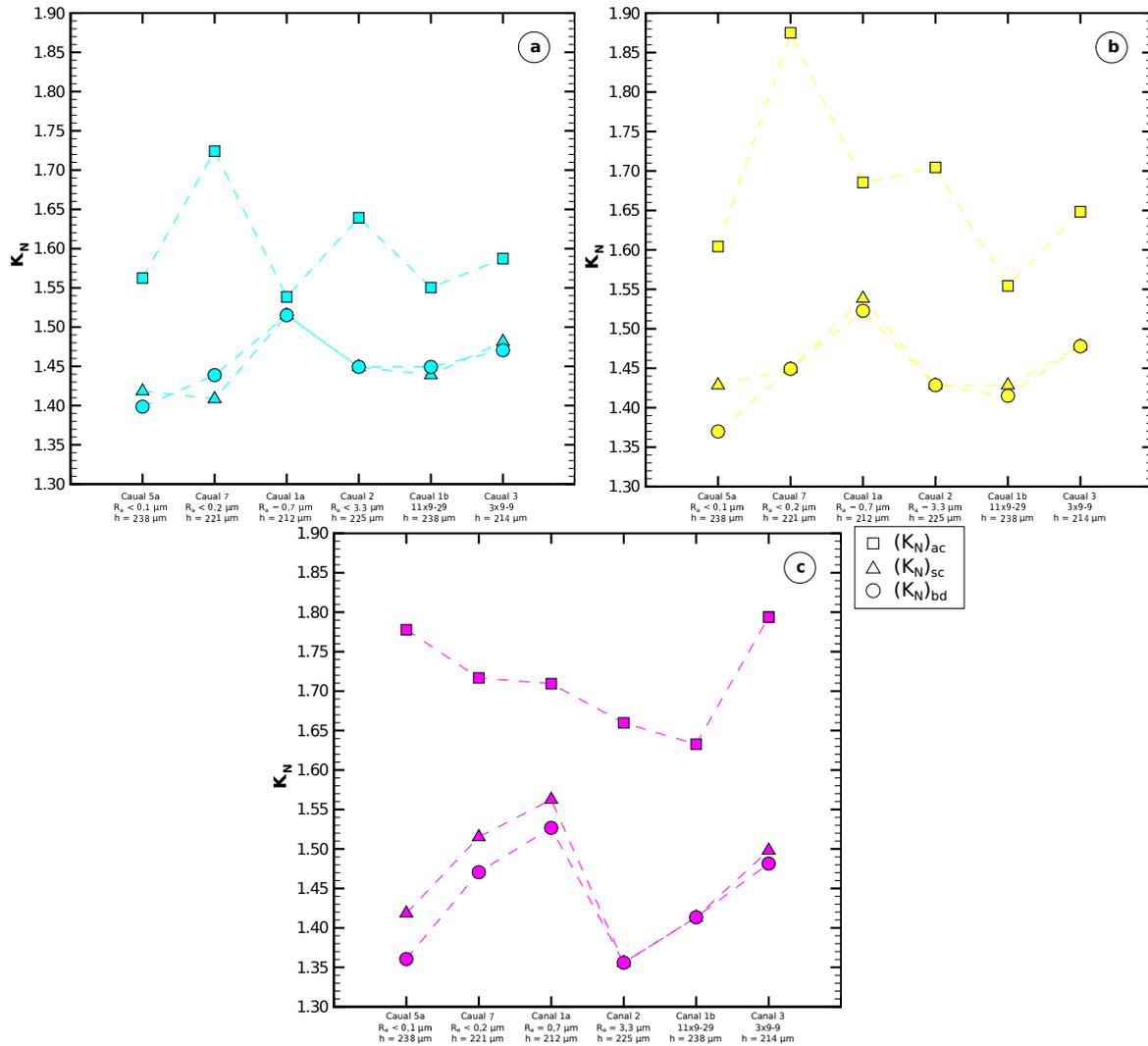


FIGURE 5.12 – Rayons de courbure à l’entrée des canaux texturés n° 1b et 3.

La géométrie et l’état de surface des canaux comparés sont récapitulés dans les Tables 5.1 et 5.2. Les Figures 5.11 et 5.12 présentent les rayons de courbure à l’entrée des différents canaux. Chaque rayon de courbure est estimé en visualisant au MEB les arêtes d’entrée du canal par la tranche. Dans certains cas (Figure 5.12, canal n° 1b), le rayon de courbure ne peut être mesuré car des bourrelets de matière (issus de la fabrication) empêchent d’accéder visuellement à une arête. Toutefois, les rayons de courbure minimum (entre le haut et la bas) à l’entrée des canaux sont du même ordre de grandeur :  $r \approx 8\text{-}12 \mu\text{m}$ .

Il convient de noter que les canaux n° 1a et 1b sont constitués des mêmes plaques. Dans le cas du canal n° 1a les deux rayons de courbure sont accessibles optiquement alors que, dans le cas du canal n° 1b, seul un rayon de courbure est visible. Ceci s’explique par le fait que le canal est visualisé par l’une ou l’autre tranche dans chaque cas ; dans le cas du canal n° 1a, le bourrelet de matière ne gênait pas l’observation de l’arête d’entrée.

La Figure 5.13 compare  $K_N$  (à l’apparition de la cavitation « ac », de la super-cavitation

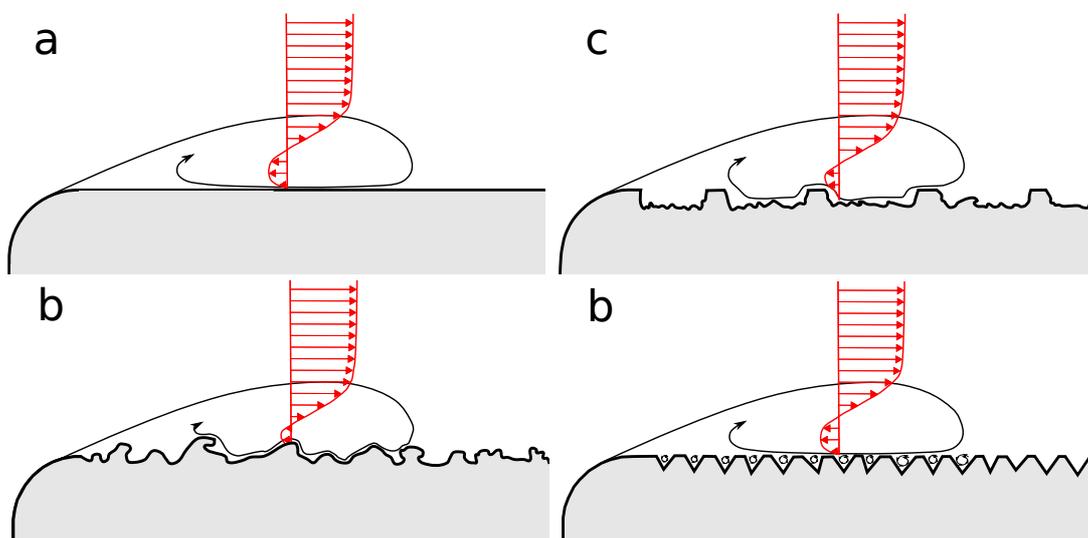


**FIGURE 5.13** – Influence de l'état de surface sur la cavitation. a :  $p_{amont} = 20$  bar. b :  $p_{amont} = 30$  bar. c :  $p_{amont} = 40$  bar.

« sc » et du blocage de débit « bd ») pour les différents canaux. Les canaux à rugosité aléatoire (canaux n° 1a, 2, 5a et 7) sont organisés selon un critère de rugosité  $R_a$  croissant. Les deux canaux texturés (canaux n° 1b et 3) sont eux organisés par périodicité de motifs texturés croissante. Les hauteurs des différents canaux sont inférieures ou égales à la hauteur du canal n° 5a ( $h = 238 \mu\text{m}$ ). Comme expliqué précédemment, toute diminution de hauteur par rapport au canal n° 5a conduit à une sous-estimation de  $K_N$  de l'ordre de 2-3% maximum (effet négligeable pour la comparaison en cours).

Aucune tendance claire de l'influence de la rugosité ne se dégage quant à l'apparition de la cavitation (symbole  $\square$ ) pour  $p_{amont} = 20$  et 30 bar (Figure 5.13a-b). Ceci peut être expliqué par le caractère fluctuant de l'apparition de la cavitation à faible pression amont  $p_{amont}$ . Ce comportement est d'ailleurs davantage marqué dans de petit canaux. En revanche, pour  $p_{amont} = 40$  bar (Figure 5.13c), une diminution de  $(K_N)_{ac}$  est observée lorsque la rugosité

augmente. En tenant compte du scénario qui a déjà été présenté et étayé aux Sections 4.3 et 5.2 concernant le mécanisme d'apparition de la cavitation dans les couches de cisaillement, une explication sur la diminution de  $(K_N)_{ac}$  peut être avancée. L'augmentation de la rugosité peut entraîner une diminution de la vitesse au niveau des zones de recirculation [83]. Le gradient de vitesse entre les zones de recirculation et l'écoulement principal devient alors moins important, conduisant à une déstabilisation de la couche de cisaillement plus tardive (diminution de  $(K_N)_{ac}$ ). Le scénario est illustré sur la Figure 5.14a-c. Pour le canal texturé n° 3, la tendance est différente et  $(K_N)_{ac}$  est équivalent au canal lisse n° 5a. Le canal n° 3 possède des petits motifs triangulaires (Figure 5.12). Il est probable que des petites zones de recirculation se mettent en place dans ces motifs, limitant ainsi la friction de la zone de recirculation principale avec la paroi (Figure 5.14d).



**FIGURE 5.14** – Schématisation de l'écoulement dans les zones de recirculation pour différents états de surface.

Les régimes de super-cavitation et de blocage de débit semblent être influencés de manière similaire par l'état de surface (symboles  $\Delta$  et  $\circ$  sur la Figure 5.13) mais l'évolution des nombres critiques avec la rugosité n'est pas régulière.  $(K_N)_{sc}$  et  $(K_N)_{db}$  augmentent lorsque la rugosité augmente de  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$  à  $R_a = 0,7 \mu\text{m}$  (canaux n° 5a, 7 et 1a) puis diminuent brusquement pour  $R_a = 3,3 \mu\text{m}$  (canal n° 2). Dans le cas des canaux texturés, les  $(K_N)_{sc}$  et  $(K_N)_{db}$  sont équivalents ou supérieurs à ceux observés pour  $R_a = 3,3 \mu\text{m}$ . Ce comportement est rapporté pour les trois pressions amont (20, 30 et 40 bar). Le développement de la cavitation semble ainsi favorisé par l'augmentation de la rugosité jusqu'à  $R_a = 0,7 \mu\text{m}$  et par des motifs périodiques les plus rapprochés. Ceci signifie aussi que le blocage de débit apparaîtrait plus rapidement avec ce genre d'état de surface. Les rugosités plus importantes (canal n° 2) semblent pour leur part freiner le développement de la cavitation et retarder le blocage de débit. Si les mécanismes qui pourraient expliquer ce comportement ne sont pas identifiés, il semble bien que l'état de surface influence l'apparition et le développement de la cavitation dans les canaux mais d'une manière non triviale.





# Conclusion

Ce travail de thèse a consisté à l'élaboration d'un banc haute pression ( $\approx 60$  bar) dédié à l'étude de la cavitation dans un micro-canal modèle d'injecteur diesel. Le micro-canal a été conçu de manière à pouvoir faire évoluer sa hauteur ( $h = 150\text{-}400\ \mu\text{m}$ ) et son état de surface tout en assurant les accès optiques nécessaires.

L'écoulement dans un micro-canal de référence ( $h \approx 400\ \mu\text{m}$ ) a été étudié au moyen de différentes méthodes optiques (imagerie en transmission, strioscopie et interférométrie).

Le montage d'imagerie en transmission a mis en évidence de nombreux détails de l'écoulement grâce à la bonne qualité et la grande résolution des images obtenues. De plus, ce montage a la particularité de faire apparaître, par effet ombroscopique, des gradients d'indice (gradients de masse volumique) au sein de l'écoulement. S'ils compliquent l'interprétation des images, ces gradients d'indice constituent une source d'information complémentaire sur l'écoulement.

Lorsque le gradient de pression entre l'entrée et la sortie du canal est faible, les images en transmission montrent un écoulement monophasique. Des zones de recirculation sont visibles (gradient d'indice dans les couches de cisaillement appaissant par effet ombroscopique) à l'entrée du canal et des structures turbulentes (visibles aussi par ombroscopie) se développent dans le sillage des zones de recirculation. Pour un gradient de pression entrée/sortie plus important, les couches de cisaillement entre les zones de recirculation et l'écoulement principal se déstabilisent. Cette déstabilisation est suivie par l'apparition de la cavitation au sein des couches de cisaillement. Le couplage des méthodes de strioscopie et d'interférométrie a permis d'étayer un scénario pour expliquer l'apparition de la cavitation dans les couches de cisaillement : les instabilités présentes provoquent localement des dépressions qui, ajoutées à la pression ambiante déjà diminuée dans les zones de recirculation, conduisent localement à une pression avoisinant la pression de vapeur saturante et au déclenchement de la cavitation.

Lorsque le gradient de pression entrée/sortie augmente encore davantage (par diminution de la pression aval), les poches de cavitation se développent rapidement le long des parois. Des lâchers de bulles sont visibles dont certains ont un temps caractéristique d'implosion très supérieur à celui prédit par la relation de Rayleigh-Plesset, compte tenu de la pression régnant dans le canal. Il se pourrait alors que le temps d'implosion des lâchers de poche soit allongé grâce à des fluctuations locales de pression dues à la turbulence générée dans le sillage des poches. Des ondes de pression générées par l'effondrement des bulles de vapeur sont également visibles par effet ombroscopique.

---

Des champs de vitesse ont été obtenus à partir des structures turbulentes visibles sur les couples d'images en transmission. Lorsque les poches de cavitation atteignent un tiers du canal, une augmentation des fluctuations de vitesse est observée en sortie. Dans une configuration réelle d'injecteur, les fluctuations de vitesse peuvent avoir un impact sur la formation du spray.

La reconstruction des champs de pression a été possible grâce au couplage d'un montage d'interférométrie de type Mach-Zehnder et d'un montage strioscopique. Les champs de pression montrent que la cavitation n'apparaît pas en premier lieu où la pression moyenne est la plus basse (bords d'entrée du canal) mais bien un peu plus loin dans les couches de cisaillement.

Une étude paramétrique de l'influence de la pression amont et de la température a montré une dépendance linéaire de l'apparition de la cavitation au nombre Reynolds. Une autre étude paramétrique de l'influence de la hauteur du canal  $a$ , quant à elle, mis en évidence une relation linéaire entre le rapport  $r/h$  et le nombre de cavitation critique  $(K_N)_{sc}$ ; cette relation est similaire à celle de **Nurick** mais avec une constante différente.

L'état de surface semble affecter la formation de la cavitation dans le canal. Différents états de surface ont été réalisés. Des rugosités aléatoires ( $R_a = 0,7 \mu\text{m}$  et  $R_a = 3,3 \mu\text{m}$ ) ont été obtenues par usinage par électro-érosion par fil (état brut). Des surfaces brutes ( $R_a = 0,7 \mu\text{m}$ ) ont été polies-miroir manuellement ( $R_a < 0,2 \mu\text{m}$ ). Des rugosités contrôlées (texturations) ont été générées au moyen d'impulsions laser ultra-brèves (Laboratoire Hubert Curien). Une caractérisation fine de la géométrie et de l'état de surface a ensuite été réalisée grâce aux différents outils du LTDS : MEB, profilomètre optique et *AFM*. Il semble que l'état de surface du canal ait une influence sur le seuil d'apparition de la cavitation. Un scénario est avancé pour expliquer cette influence : en présence de rugosités importantes, l'écoulement dans les zones de recirculation est freiné, conduisant à une diminution du gradient de vitesse dans les couches de cisaillement et retardant ainsi leur déstabilisation. En revanche, même si une influence de l'état de surface sur les régimes de super-cavitation et de blocage de débit a été constatée, cette influence est non triviale et aucun mécanisme n'a pu être identifié. Il semble que le régime de super-cavitation et celui de blocage de débit soient favorisés par une augmentation de la rugosité pour un  $R_a \leq 0,7 \mu\text{m}$ . En revanche, quand la rugosité est plus importante ( $R_a = 3,3 \mu\text{m}$ ), la tendance semble s'inverser.

À l'avenir, il pourrait s'avérer intéressant de regarder l'influence de rugosités comprises entre  $R_a = 0,7 \mu\text{m}$  et  $R_a = 3,3 \mu\text{m}$  pour déterminer une rugosité critique à partir de laquelle le comportement de la cavitation changerait. Pour ce faire, l'usinage par électro-érosion par fil pourrait être utilisé car il produit des rugosités assez homogènes et facilement évolutives.

Afin de rechercher les mécanismes qui pourraient expliquer l'influence de la rugosité sur le développement de la cavitation, des campagnes de *PIV* et d'interférométrie sur des canaux rugueux de hauteur plus importante ( $h \approx 400 \mu\text{m}$ ) pourraient être envisagées.

Les mesures de vitesses menées au cours de cette thèse ont été réalisées sans ajout de particules. La méthode de mesure est proche de la méthode *PIV* mais avec l'utilisation des structures turbulentes (visibles par effet ombroscopique) comme traceur. La méthode présente l'avantage de ne pas perturber l'écoulement avec des particules solides qui pourraient modifier le phénomène de cavitation. Il serait toutefois intéressant, à l'avenir, de comparer ces mesures de

---

vitesse à des mesures plus « classiques », faisant appel à un ensemencement afin de vérifier la pertinence des résultats obtenus sans ensemencement.

Ce travail ouvre des perspectives vers une meilleure compréhension de l'influence de certains paramètres, des états de surface notamment, sur la cavitation dans les injecteurs. Les effets observés sont cependant assez faibles et demandent, pour être précisés, une plus grande maîtrise des géométries (rayon de courbure, hauteur...). Une augmentation des rayons de courbure à l'entrée des canaux pourrait, par exemple, permettre une plus grande maîtrise de ces derniers et une meilleure reproductibilité.

Des améliorations pourraient être apportées sur la boucle hydraulique : une alimentation en huile plus stabilisée (ballon anti-pulsatoire mieux dimensionné), le remplacement du débitmètre volumique par un débitmètre massique, la régulation automatique de la température...

Ce travail montre qu'il est possible d'obtenir des informations précises sur un écoulement proche d'un écoulement interne de buse d'injection. Ce genre d'observation est susceptible de faire progresser la compréhension du phénomène de cavitation dans les injecteurs et les modèles numériques permettant de simuler ces écoulements. Les résultats produits dans le cadre de cette thèse pourraient d'ores et déjà être confrontés à des calculs numériques.

Enfin, la question de l'influence de la cavitation sur la formation du spray est une question cruciale. Ce travail s'est focalisé sur l'écoulement interne. Sur la base des résultats obtenus et de l'expérience acquise, une modification de la configuration avec un jet débouchant dans l'air pourrait être envisagée pour permettre l'étude de l'influence de la cavitation sur le spray.



---

**Annexe A**

**Géométrie des différents canaux**

---

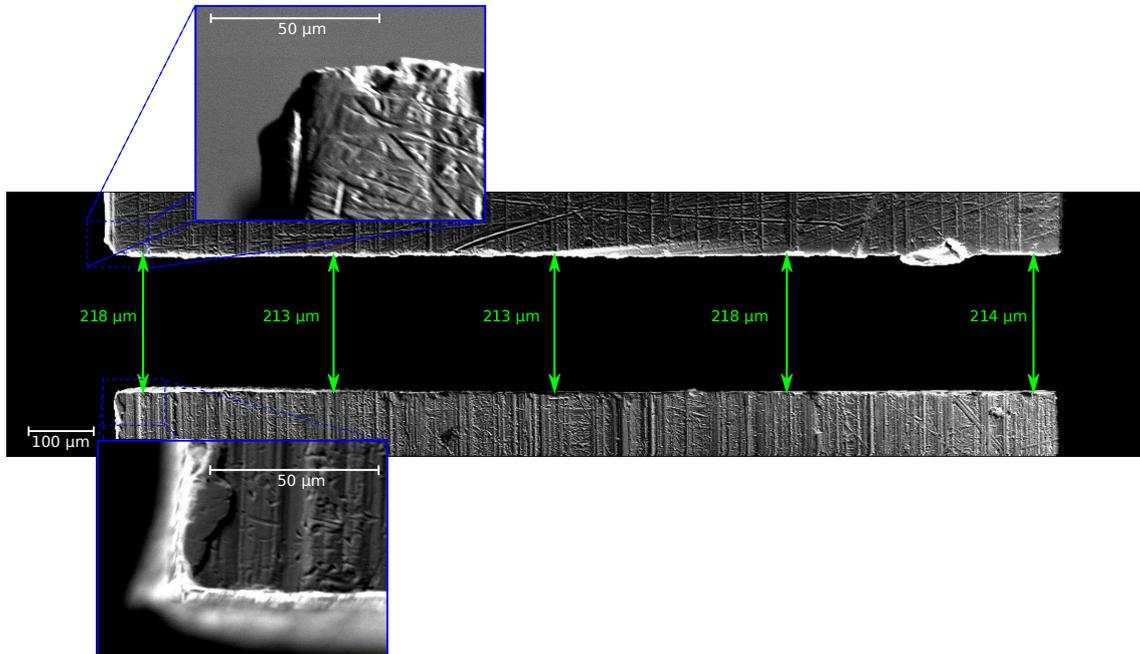


FIGURE A.1 – Jeu de plaques rugueuses n° 1a,  $h_{\text{mini}}=212 \mu\text{m}$ ,  $l=1475 \mu\text{m}$ ,  $R_a=0,7 \mu\text{m}$

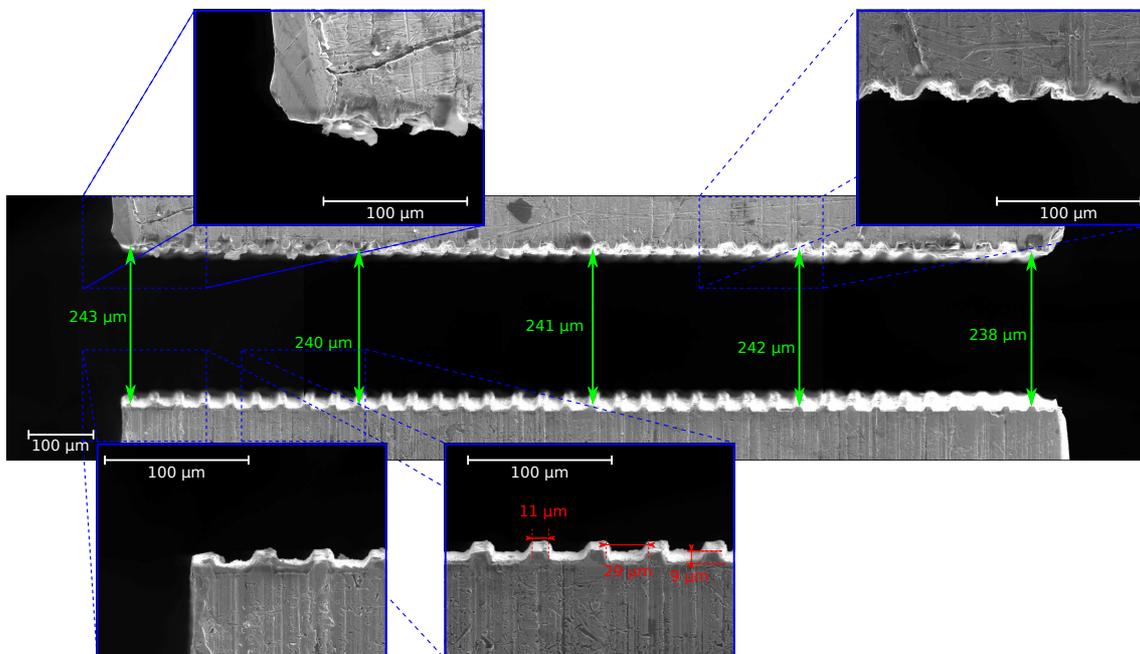


FIGURE A.2 – Jeu de plaques texturées n° 1b,  $11 \times 9 - 29$ ,  $h_{\text{mini}}=238 \mu\text{m}$ ,  $l=1475 \mu\text{m}$ .

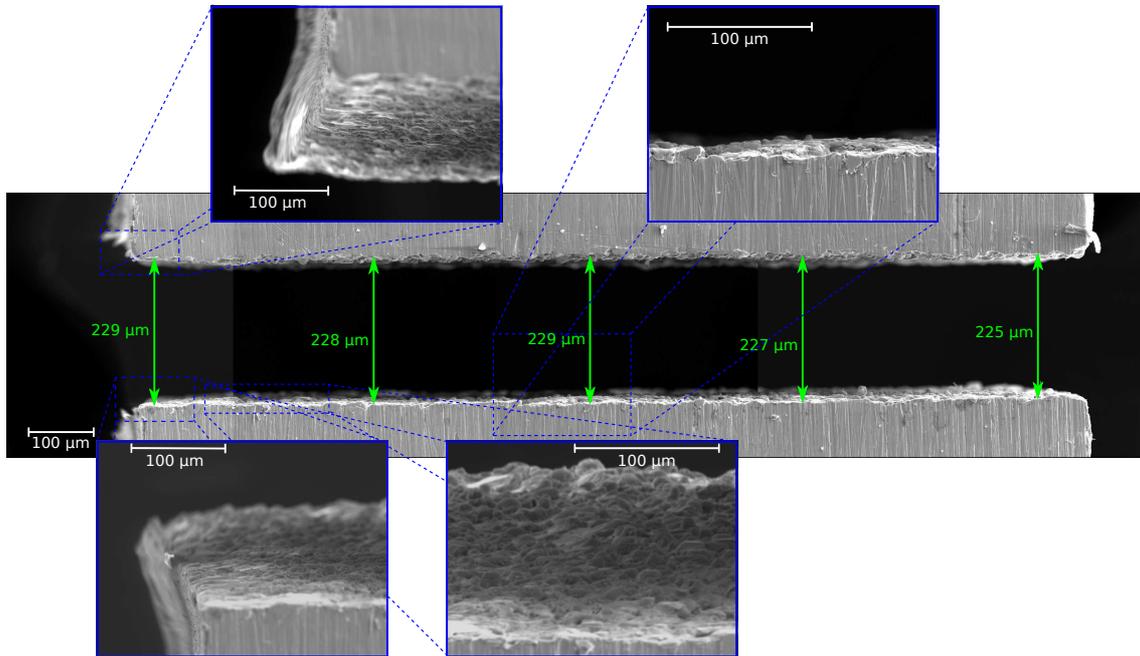


FIGURE A.3 – Jeu de plaques rugueuses n° 2,  $h_{\text{mini}}=225 \mu\text{m}$ ,  $l=1466 \mu\text{m}$ ,  $R_a=3,27 \mu\text{m}$ .

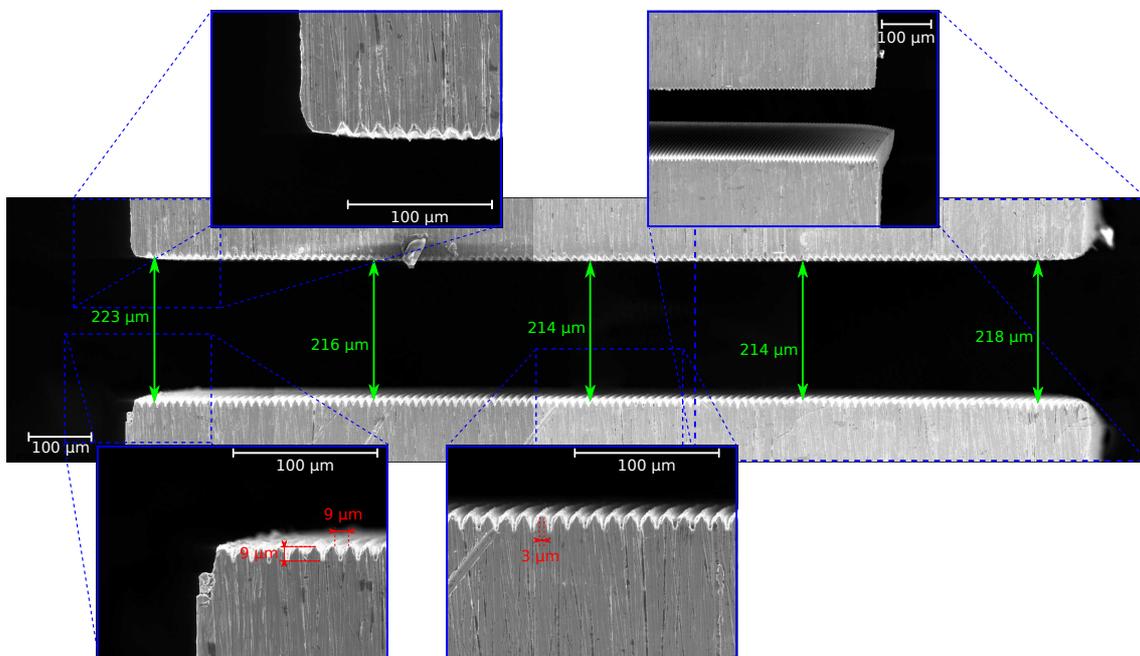


FIGURE A.4 – Jeu de plaques texturées n° 3,  $3 \times 9 - 9$ ,  $h_{\text{mini}}=214 \mu\text{m}$ ,  $l=1471 \mu\text{m}$ .

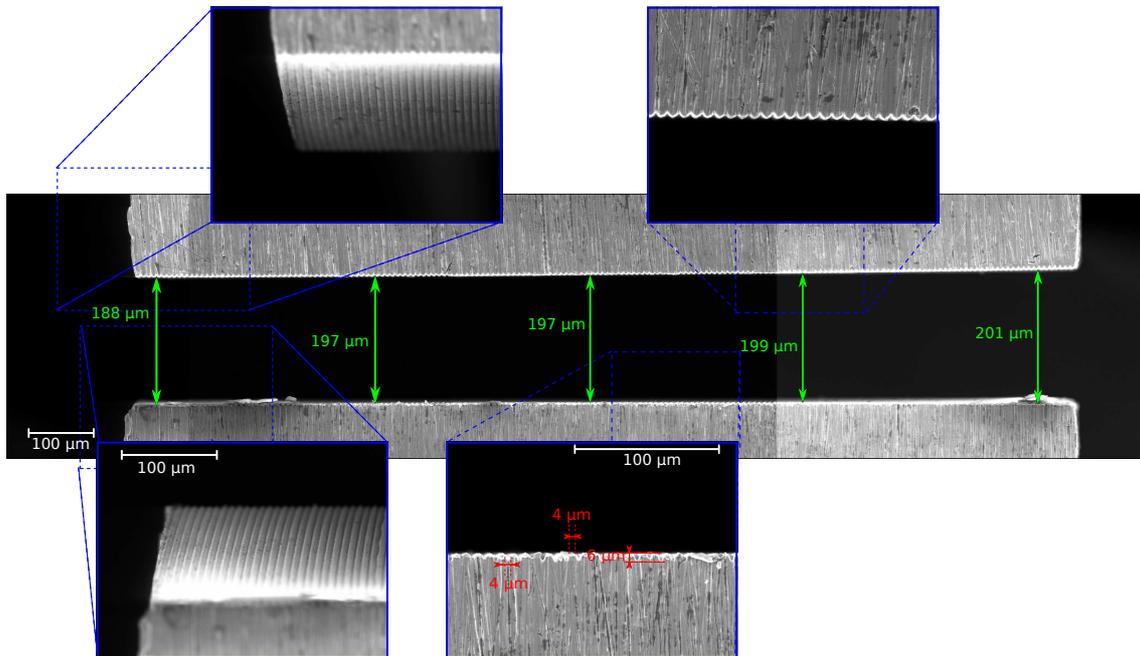


FIGURE A.5 – Jeu de plaques texturées n° 4,  $4 \times 6 - 4$ ,  $h_{\text{mini}} = 197 \mu\text{m}$ ,  $l = 1461 \mu\text{m}$ .

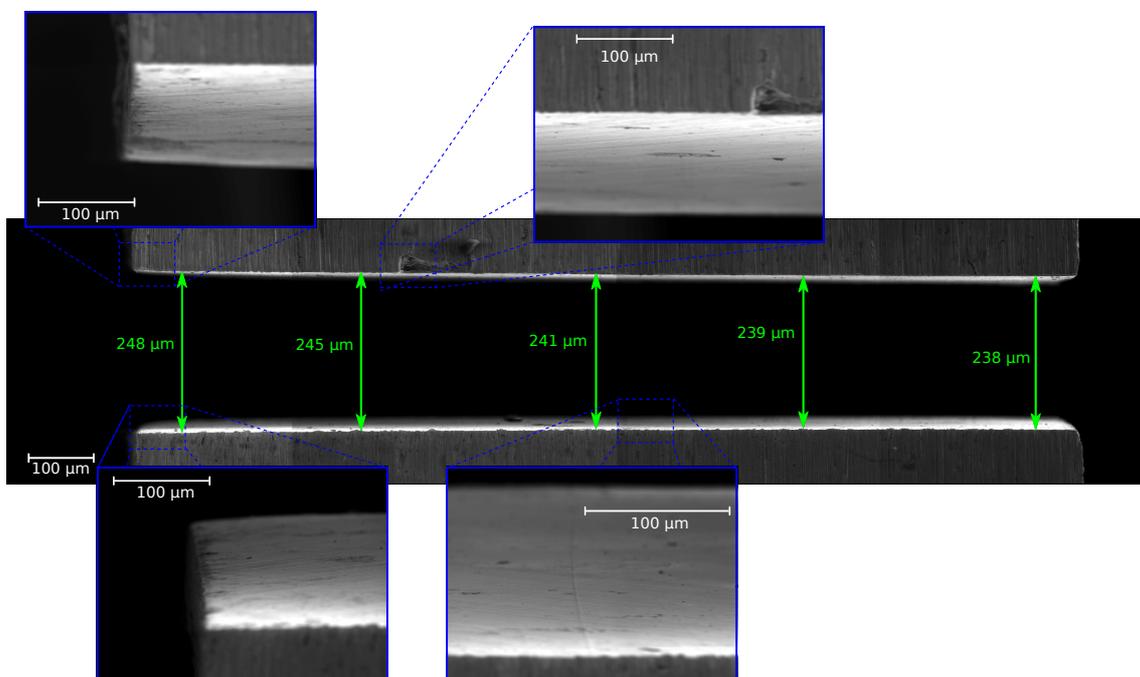


FIGURE A.6 – Jeu de plaques lisses n° 5a,  $h_{\text{mini}} = 238 \mu\text{m}$ ,  $l = 1464 \mu\text{m}$ ,  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ .

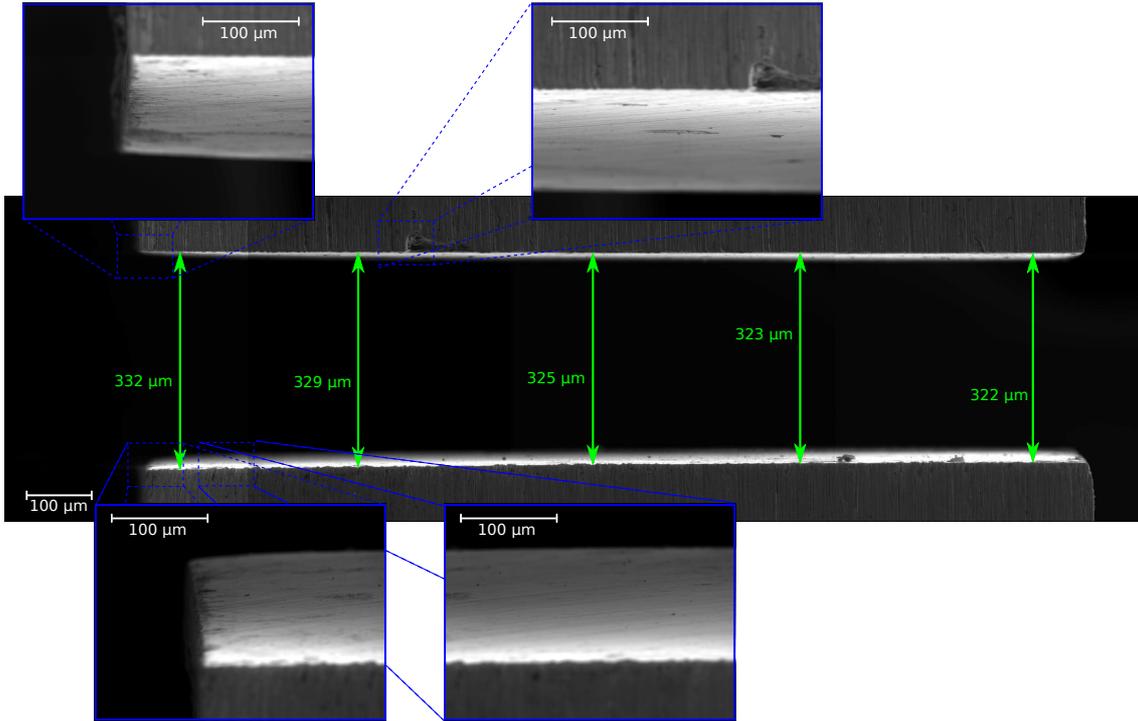


FIGURE A.7 – Jeu de plaques lisses n° 5b,  $h_{\text{mini}}=322 \mu\text{m}$ ,  $l=1464 \mu\text{m}$ ,  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ .

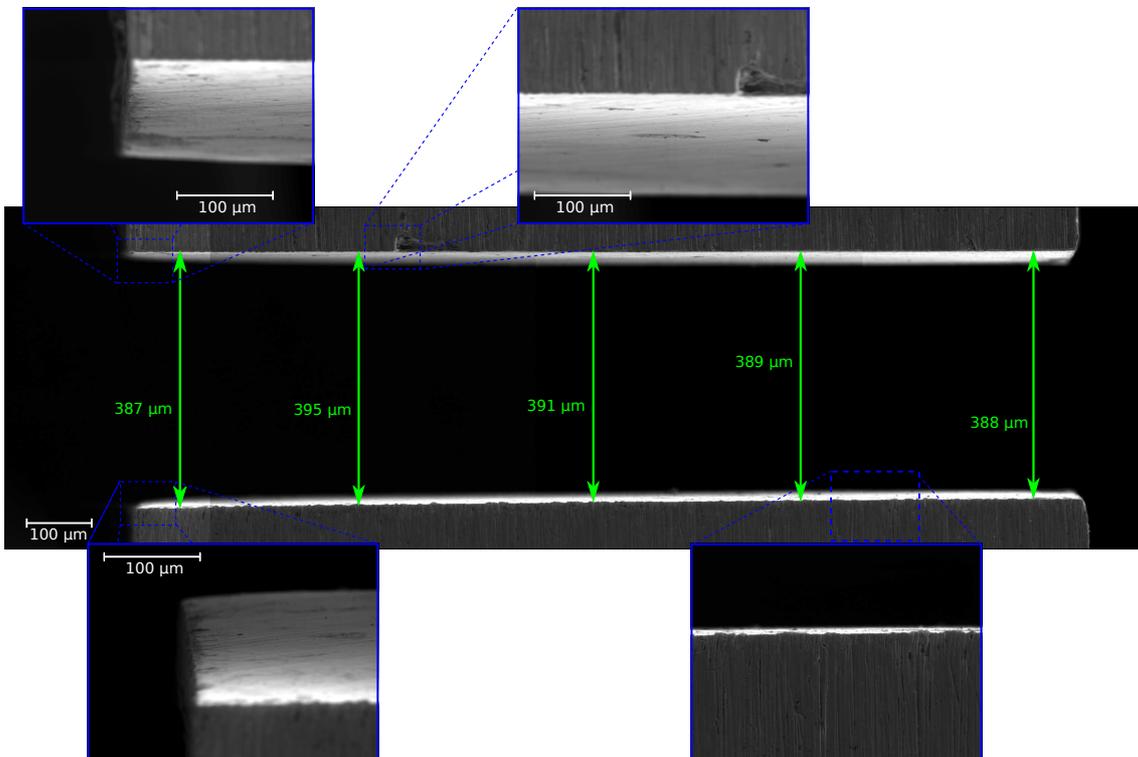


FIGURE A.8 – Jeu de plaques lisses n° 5c,  $h_{\text{mini}}=388 \mu\text{m}$ ,  $l=1464 \mu\text{m}$ ,  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ .

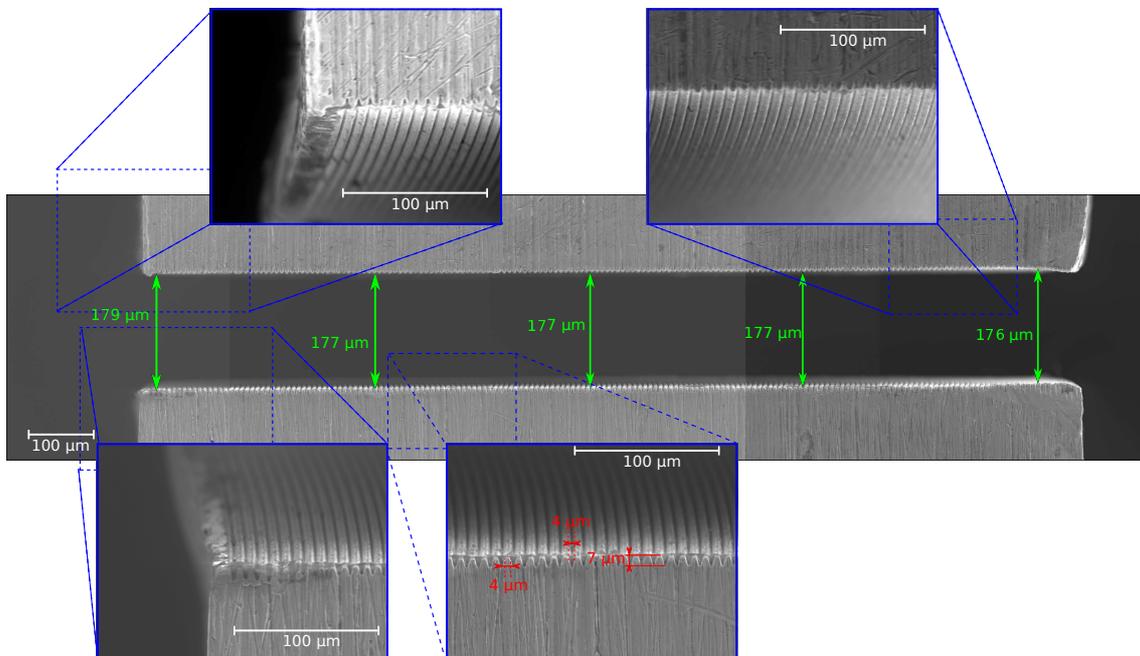


FIGURE A.9 – Jeu de plaques texturées n° 6,  $4 \times 7 - 4$ ,  $h_{\text{mini}} = 177 \mu\text{m}$ ,  $l = 1448 \mu\text{m}$ .

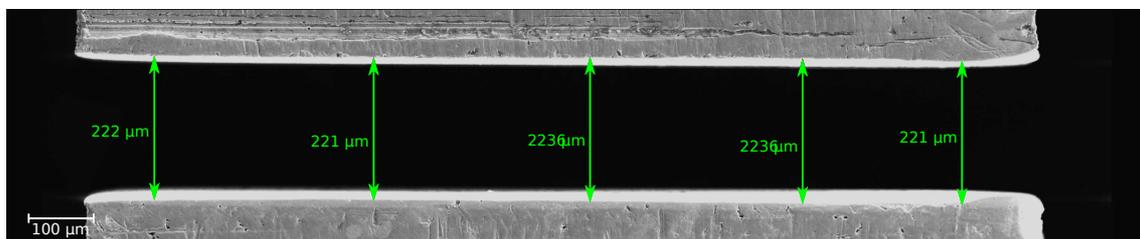


FIGURE A.10 – Jeu de plaques lisses n° 7,  $h_{\text{mini}} = 221 \mu\text{m}$ ,  $l = 1502 \mu\text{m}$ ,  $R_a < 0,2 \mu\text{m}$ .





---

## Annexe B

### Caractérisation surfacique des différents canaux

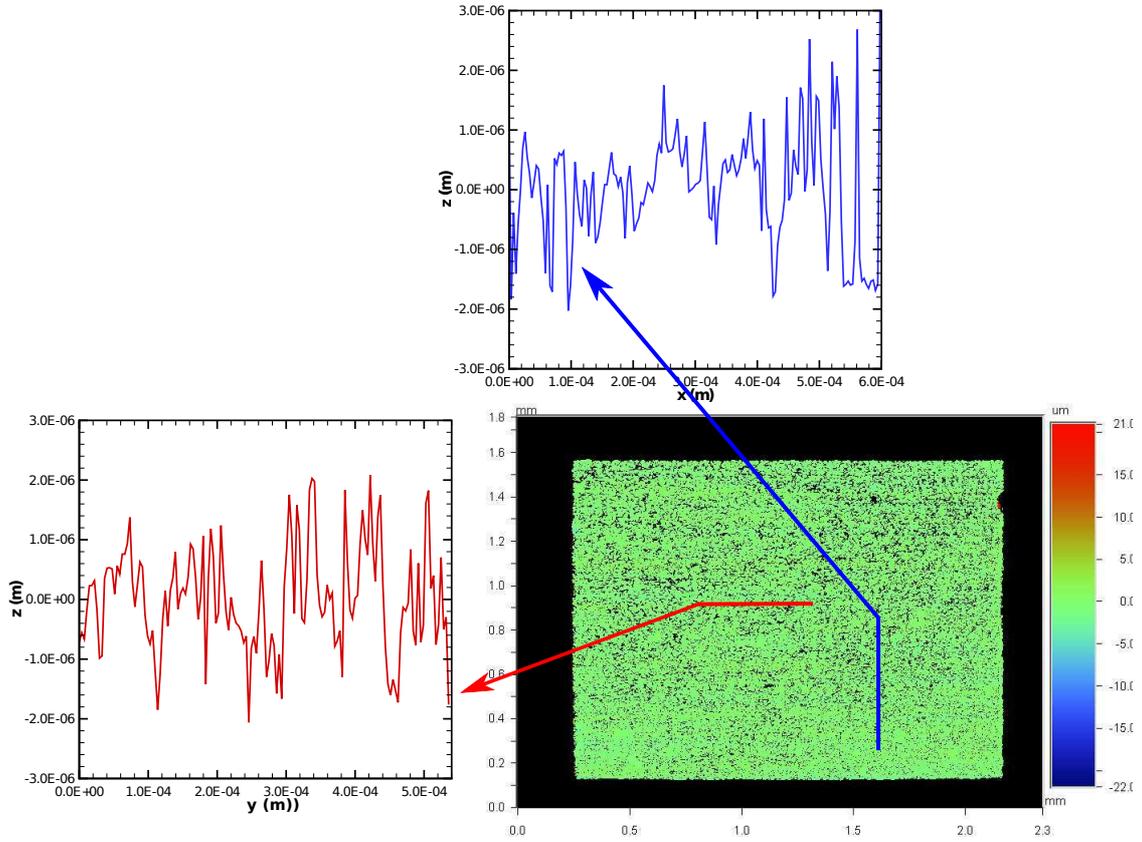


FIGURE B.1 – Jeu de plaques rugueuses n° 1a. Profilomètre optique sur plaque.  $R_a = 0,7 \mu\text{m}$ .

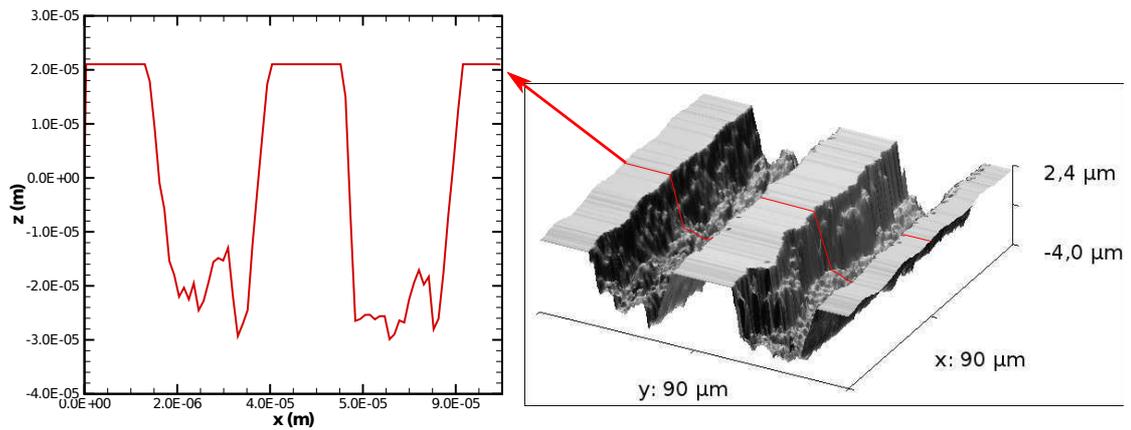


FIGURE B.2 – Jeu de plaques texturées n° 1b. AFM sur échantillon équivalent. Profilomètre non adapté pour cette caractérisation.  $R_a = 0,7 \mu\text{m}$ .  $11 \times 9 - 29$ .

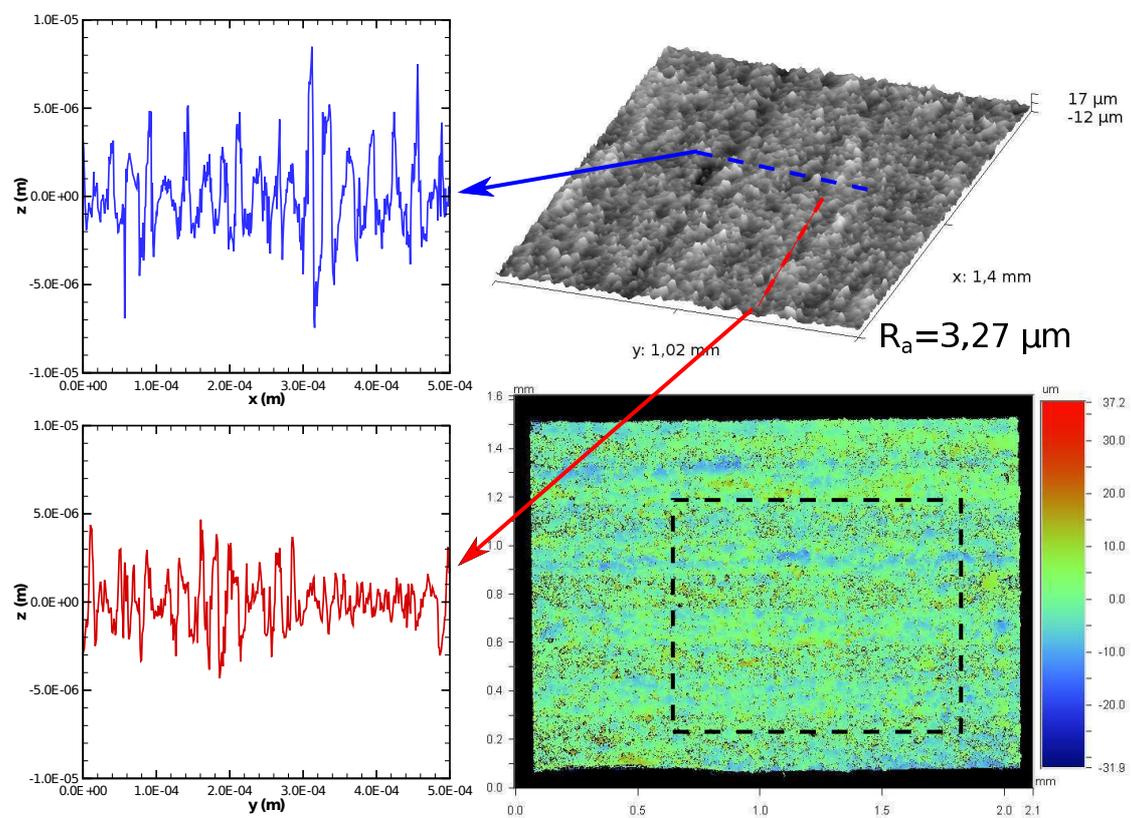
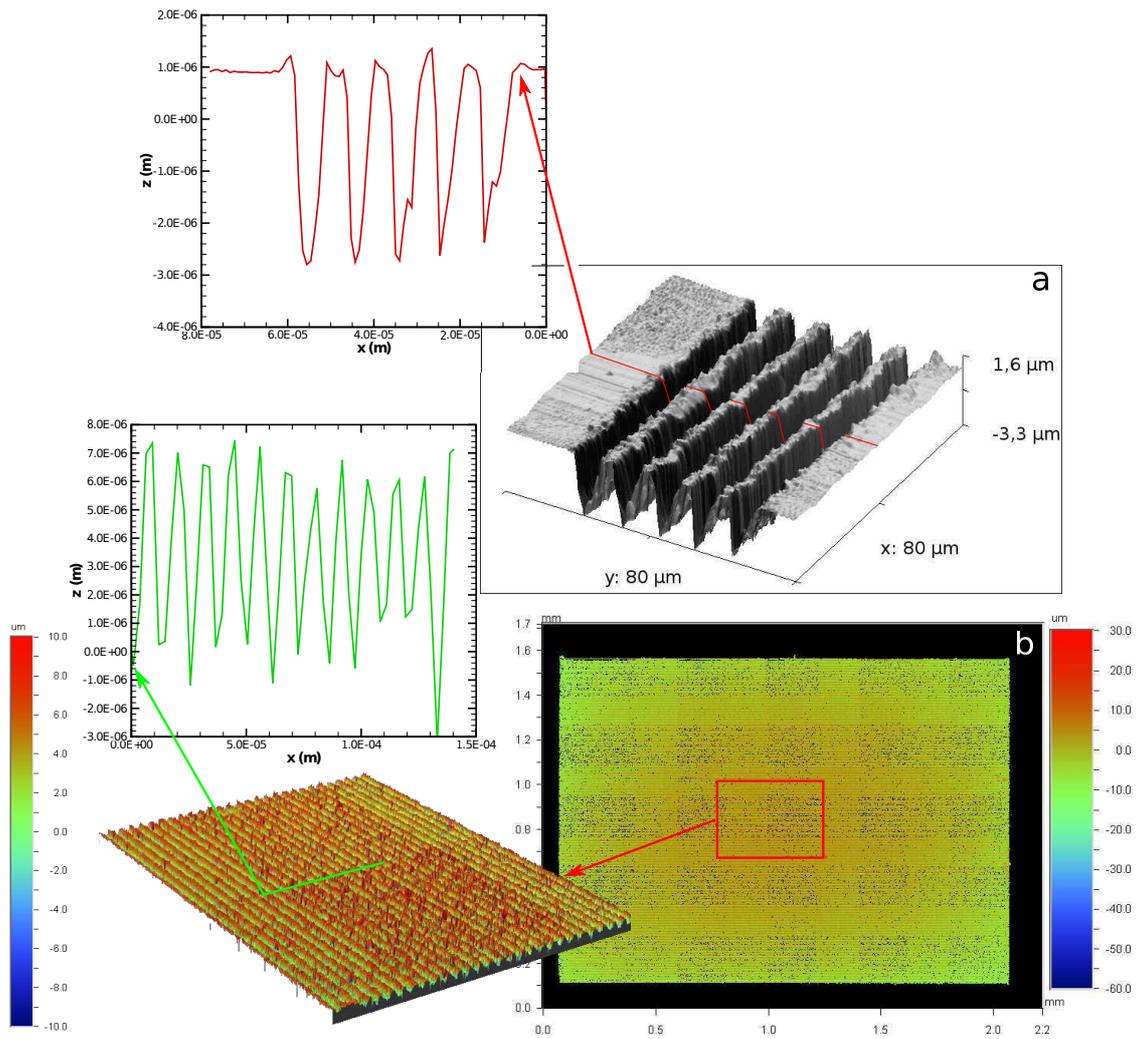


FIGURE B.3 – Jeu de plaques rugueuses n° 2. Profilomètre optique sur plaque.  $R_a = 3,3 \mu\text{m}$ .



**FIGURE B.4** – Jeu de plaques texturées n° 3. a : AFM sur échantillon équivalent. b : profilomètre optique sur plaque. 3 × 9 – 9.

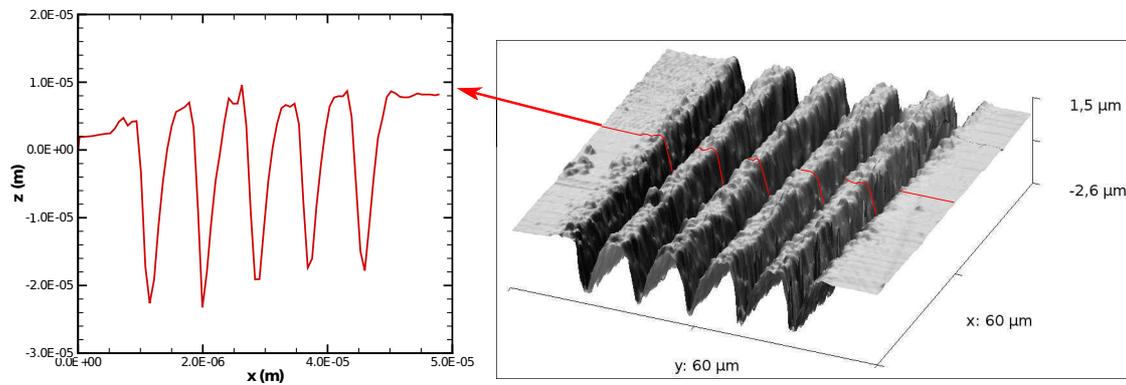


FIGURE B.5 – Jeu de plaques texturées n° 4 ( $4 \times 6 - 4$ ) et 6 ( $4 \times 7 - 4$ ). AFM sur échantillon équivalent. Profilomètre non adapté pour cette caractérisation.

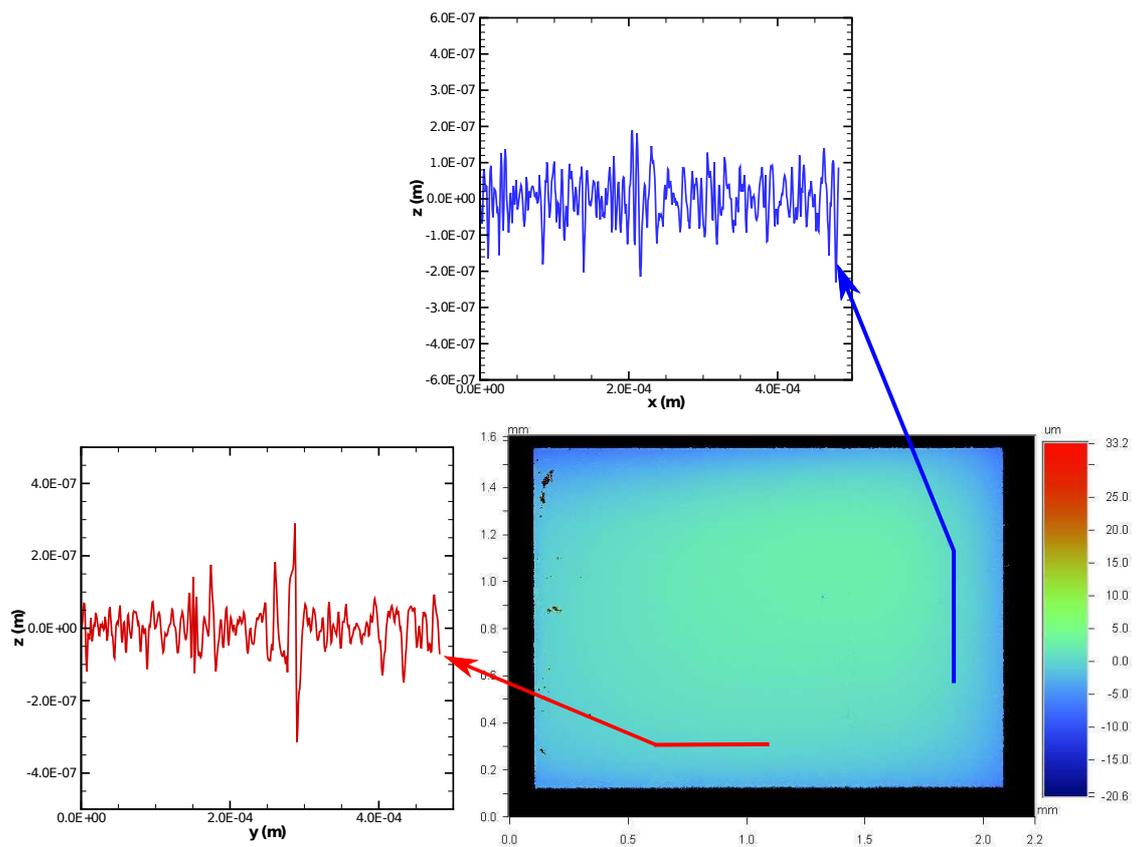


FIGURE B.6 – Jeu de plaques texturées n° 5a, 5b et 5c. Profilomètre optique sur plaque.  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ .

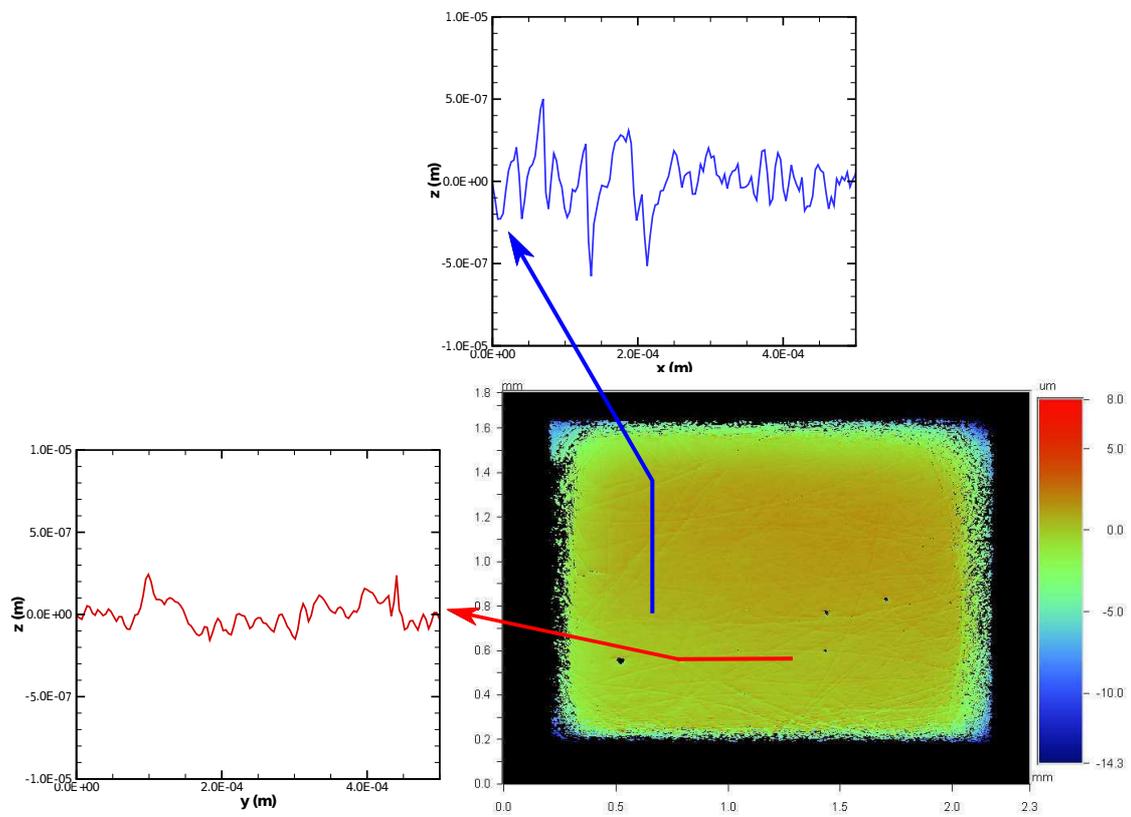


FIGURE B.7 – Jeu de plaques lisses n° 7. Profilomètre optique sur plaque.  $R_a < 0,2 \mu\text{m}$ .





---

## Annexe C

### Tableau récapitulatif des dimensions et des états de surface des canaux

Désignation	Nom d'usine	Hauteur minimale ( $\mu\text{m}$ )	Longueur ( $\mu\text{m}$ )	État de surface	
Canal 1a	SMP1	212	1 475	Rugueuses	$R_a=0,7 \mu\text{m}$
Canal 1b	SMP1	238	1 475	Texturées	$11 \times 9 - 29$
Canal 2	SMP2	225	1 466	Rugueuses	$R_a=3,3 \mu\text{m}$
Canal 3	SMP3	214	1 471	Texturées	$3 \times 9 - 9$
Canal 4	SMP4	197	1 461	Texturées	$4 \times 6 - 4$
Canal 5a	SMP5	238	1 464	Lisses	$R_a < 0,1 \mu\text{m}$
Canal 5b	SMP5	322	1 464	Lisses	$R_a < 0,1 \mu\text{m}$
Canal 5c	SMP5	388	1 464	Lisses	$R_a < 0,1 \mu\text{m}$
Canal 6	SMP7	177	1 448	Texturées	$7 \times 4 - 4$
Canal 7	Valla1	221	1 502	Lisses	$R_a < 0,2 \mu\text{m}$

---



---

# Annexe D

## Algorithme de calcul de longueur et de hauteur de poches

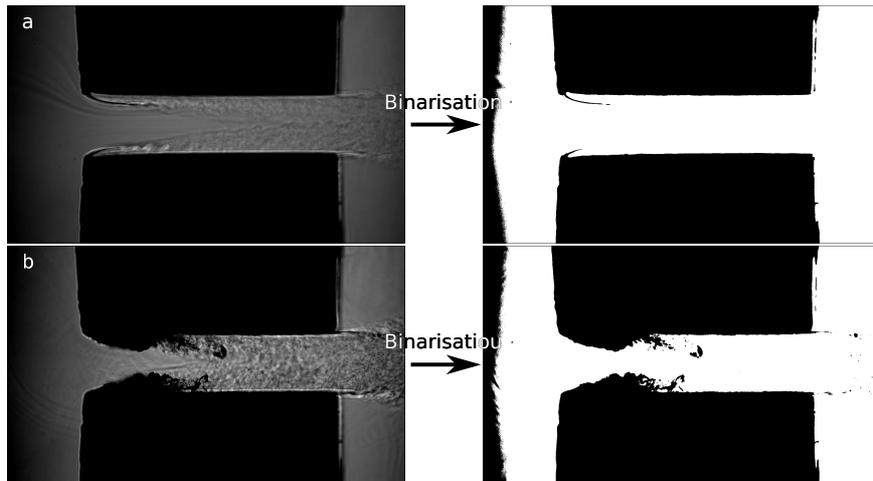
A partir des visualisations en transmission, la longueur des poches et la hauteur minimale de liquide dans le canal sont mesurées. Ces mesures reposent sur un traitement d'images statistique réalisé pour chaque condition d'écoulement pour tous les canaux. Les statistiques sont établies à partir des séries de 25 images pour les conditions non cavitantes et de 50 images pour les conditions cavitantes.

### D.1 Préparation des images

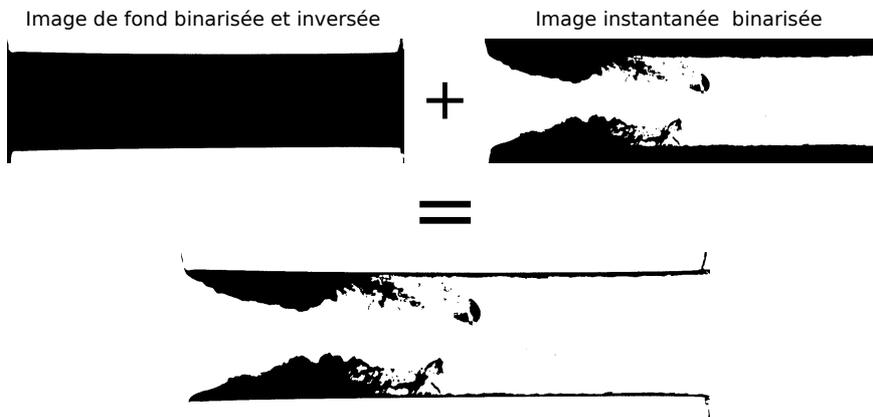
Les vibrations générées par la pompe d'alimentation ont pour conséquence de décaler spatialement les images les unes par rapport aux autres. Le décalage (horizontal et vertical) est de l'ordre de quelques pixels et rarement supérieur à 20 px (23  $\mu\text{m}$ ). Dans un premier temps, les images sont donc recalées spatialement. Une normalisation leur est aussi appliquée. Les images de fond subissent le même traitement. Chaque image est ensuite binarisée afin de mettre en évidence les formations de vapeur (niveau 0) par rapport au liquide (niveau 255). Dans le cas de forts gradients à l'entrée du canal, ces derniers restent présents après binarisation. Le seuil de binarisation a été choisi au niveau de gris 50. Deux exemples d'images binarisées sont présentés sur la Figure D.1. Il est à noter que les formations de vapeur (ou les forts gradients d'indice) et les plaques apparaissent au même niveau de binarisation (niveau 0). Il est nécessaire de les dissocier avant de commencer la mesure des poches de cavitation. Dans l'explication de l'algorithme donnée ci-dessous, gradient et poche de cavitation pourront avoir la même dénomination.

Pour dissocier les formations de vapeur ou de gradients des plaques, une image de fond moyennée est binarisée. L'algorithme détecte les bords d'entrée et de sortie des plaques du haut et du bas, ce qui permet de déterminer la zone de traitement de l'image (à savoir le canal). La binarisation de l'image de fond est ensuite inversée : le canal apparaît donc au niveau 255 et le liquide au niveau 0. Pour chaque image, la zone de traitement est extraite et ajoutée à l'image de fond inversée (Figure D.2). Ceci permet d'isoler les zones contenant de la vapeur (niveau 0).

---



**FIGURE D.1** – Exemples de binarisation d’images. *a* : 50-40,7 bar, 47,8 °C, image n° 000005A.  
*b* : 50-19,0 bar, 48,1 °C, image n° 000009A.



**FIGURE D.2** – Exemple de préparation des images.

A partir de l’image obtenue, il est possible de mesurer la longueur de poche.

## D.2 Mesure de la longueur des poches et de la hauteur minimale de liquide

Pour mesurer la longueur des poches, une projection de l’image du canal sur l’axe  $j$  (horizontal) est réalisée en deux fois : une première du milieu du canal vers le haut et une seconde du centre du canal vers le bas. Il s’agit en fait de la projection sur l’axe  $j$  de la poche du haut et de la poche du bas (Figure D.3a et a’). La plus grande valeur de chaque projection correspond à l’épaisseur maximum de la poche. A partir du maximum de chaque projection, la valeur du profil est contrôlée en suivant l’axe  $j$ . Lorsqu’elle atteint une valeur seuil (de l’ordre d’une dizaine de pixels), la fin de la poche est décrétée. La plus grande valeur entre  $L_{haut}$  et  $L_{bas}$

est considérée comme la longueur de poche de cavitation  $L_{cav}$ . La somme des profils soustraite à la hauteur du canal permet de déterminer la hauteur minimale  $H$  de passage (Figure D.3b).

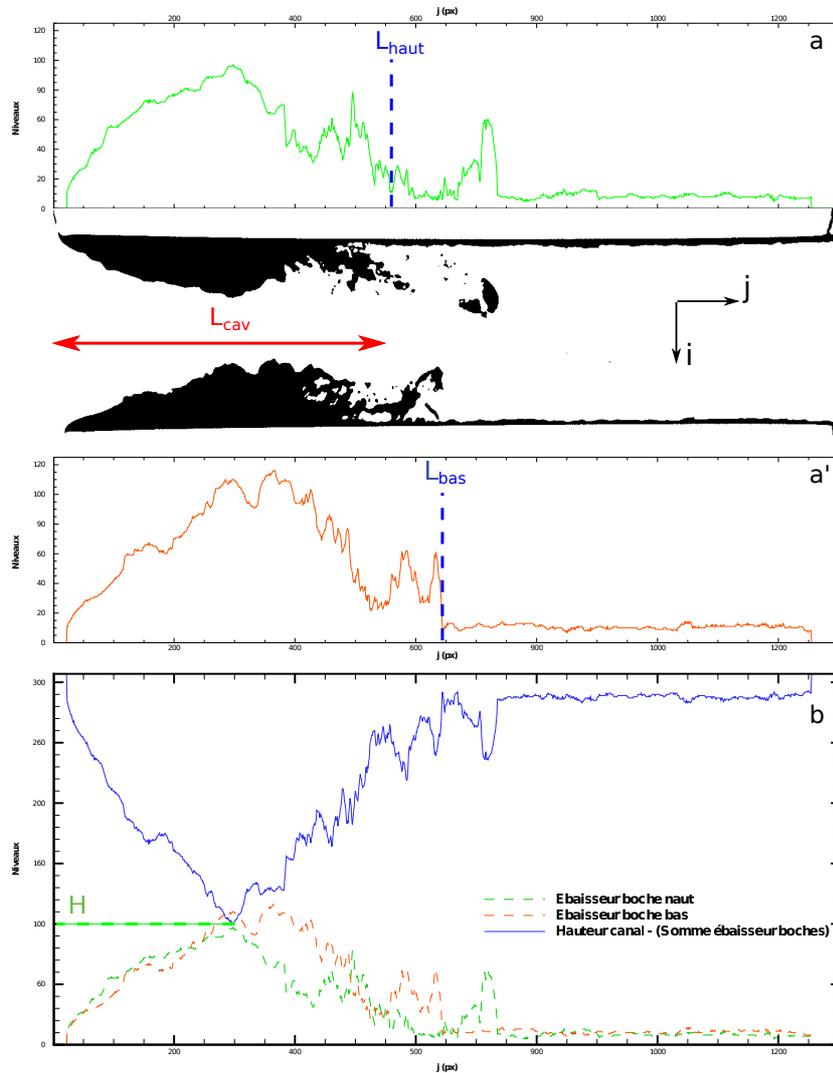


FIGURE D.3 – Mesures de la hauteur de passage et de la longueur des poches.

Cette méthode ne peut pas fonctionner en conditions non cavitantes lorsque les gradients sont présents. Les gradients s'apparentant plus à un trait qu'à une surface, leur projection sur l'axe  $j$  n'apparaît pas de manière assez contrastée pour faire apparaître des maxima (Figure D.4a et a'). Le subterfuge suivant a donc été imaginé : les pixels blancs (niveau 255) de la zone se trouvant entre la paroi et le gradient sont noircis (niveau 0). De cette manière, la longueur du gradient est clairement identifiée sur la projection en utilisant le même algorithme qu'en présence de poche. La hauteur de passage est elle aussi mieux évaluée (Figure D.4b).

Enfin, les évolutions mesurées (longueur de poches et hauteur de liquide) peuvent être tracées en fonction des différentes conditions d'écoulement (Figure D.5).

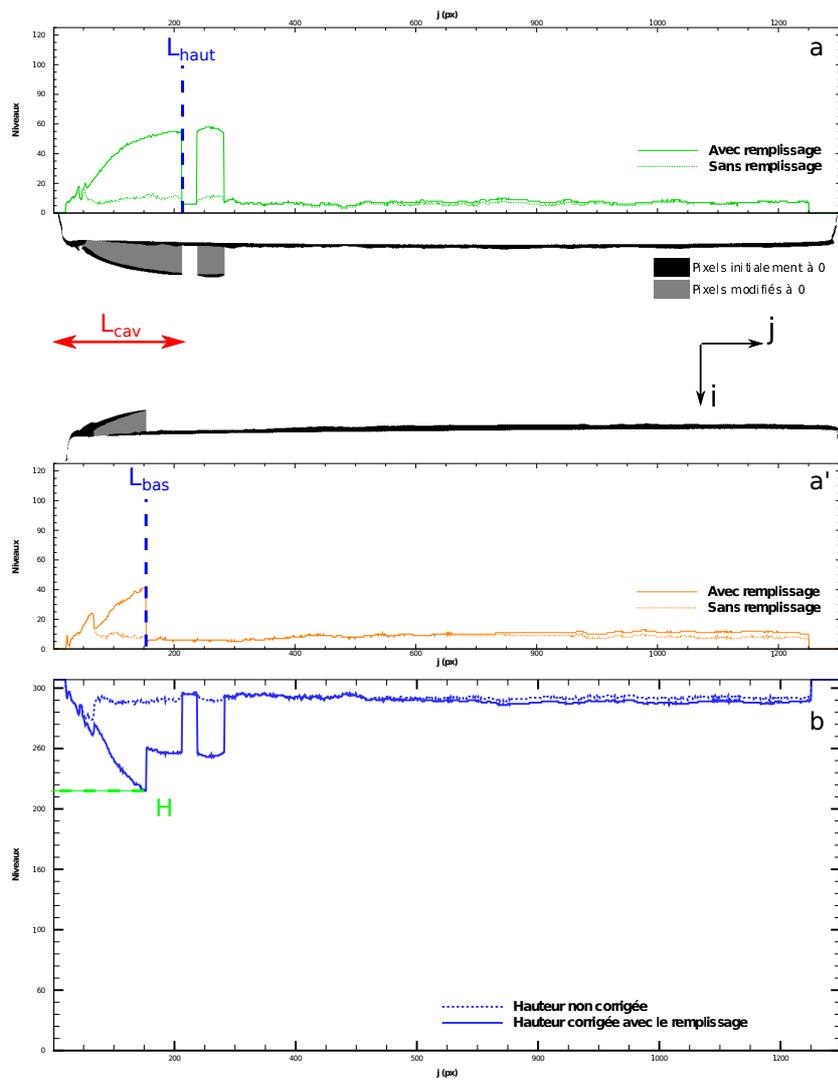


FIGURE D.4 – Mesures de la hauteur de passage et de la longueur des gradients.

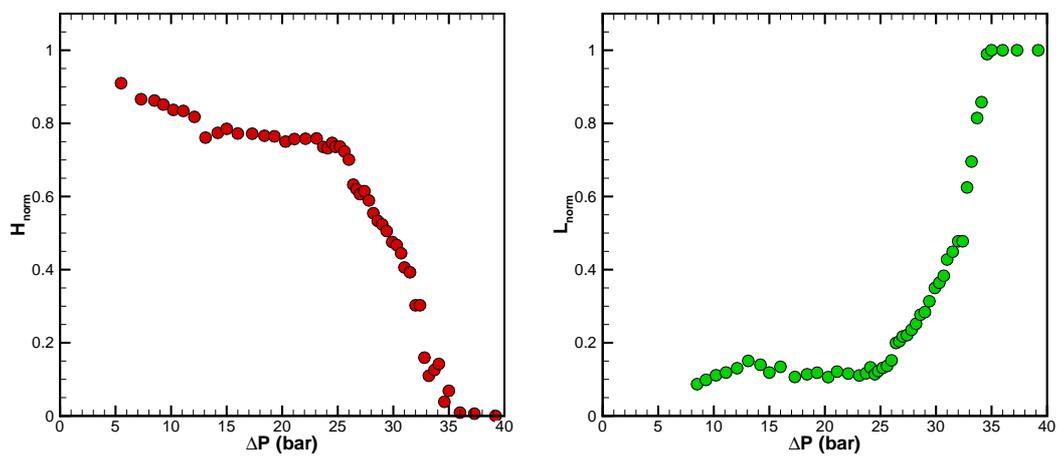


FIGURE D.5 – Évolution de la hauteur de passage et de la longueur de poches en fonction de  $\Delta p$ .

---

---

# Annexe E

## Exemples de séries d'images

Sur toutes les séries d'images, les calculs d'images moyennes, d'images de probabilités de présence de cavitation et d'images écart-type sont réalisés à partir de 80 % de la série. 20 % des images sont exclus en fonction de leur écart-type à la moyenne.

Canal n° 5c,  $p_{amont} = 50 \text{ bar}$ ,  $T \approx 48^\circ\text{C}$

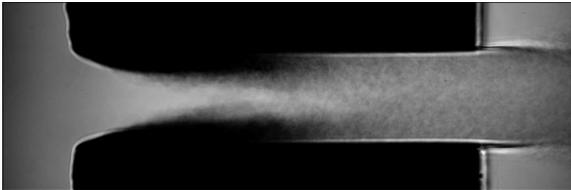
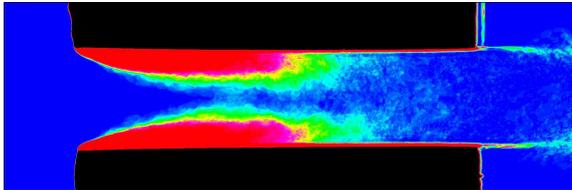


Image moyenne



Probabilité de présence de cavitation

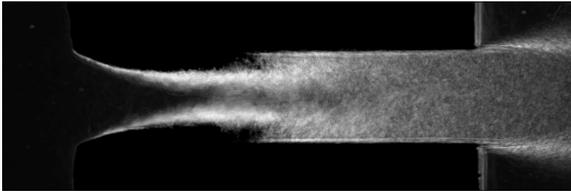
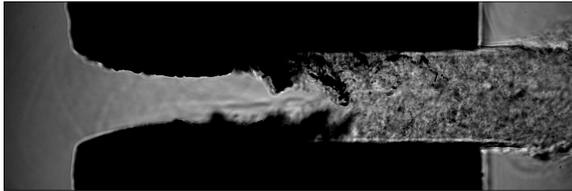


Image écart-type



\*Image la plus représentative de la série

Images utilisées pour les statistiques

Image n° 2	Image n° 3	Image n° 5
Image n° 6	Image n° 7	Image n° 8
Image n° 9	Image n° 10	Image n° 11
Image n° 12	Image n° 13	Image n° 14
Image n° 16	Image n° 17	Image n° 18

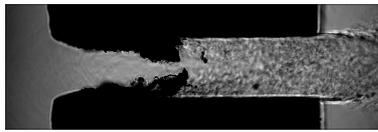
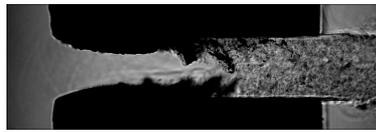


Image n° 19



\*Image n° 20

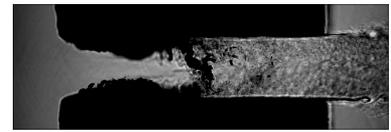


Image n° 21

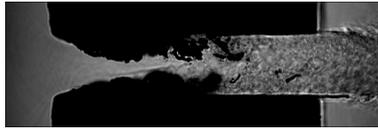


Image n° 22

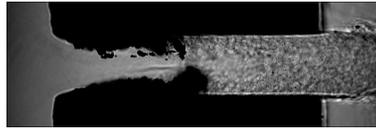


Image n° 23

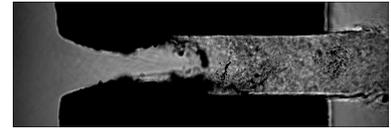


Image n° 24

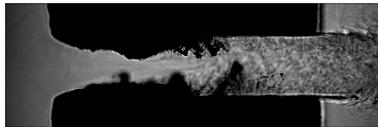


Image n° 25

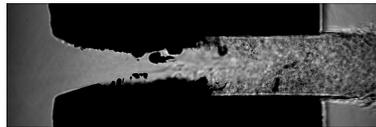


Image n° 27

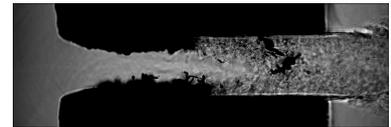


Image n° 28

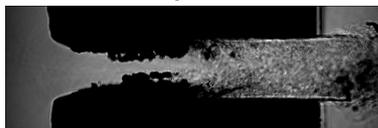


Image n° 29



Image n° 31

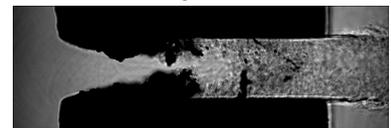


Image n° 32

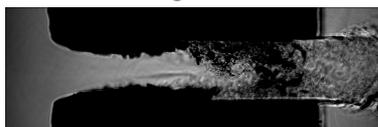


Image n° 33

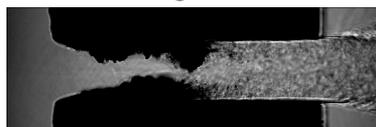


Image n° 34

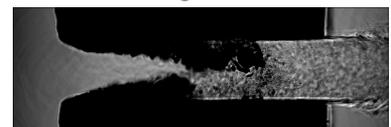


Image n° 35

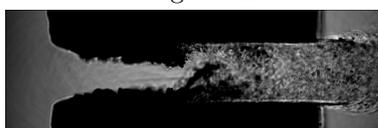


Image n° 36



Image n° 38

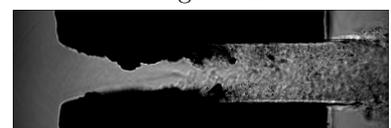


Image n° 42

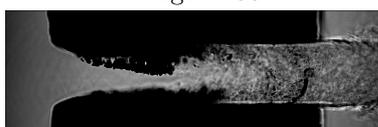


Image n° 43

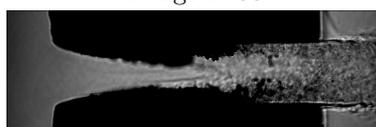


Image n° 44

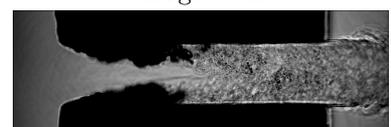


Image n° 45

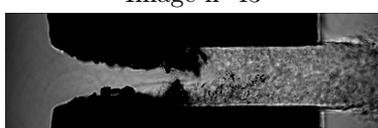


Image n° 46

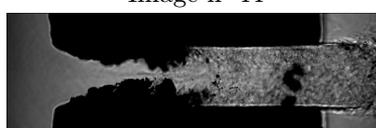


Image n° 47

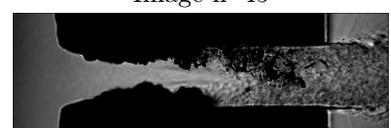


Image n° 48

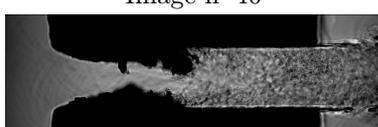


Image n° 49

---

Images non utilisées pour les statistiques

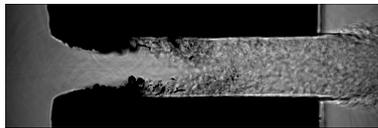


Image n° 0

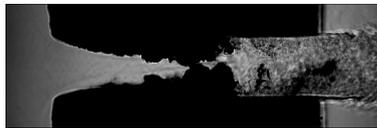


Image n° 1

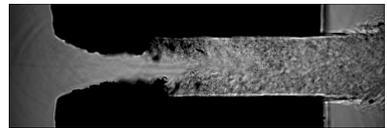


Image n° 4

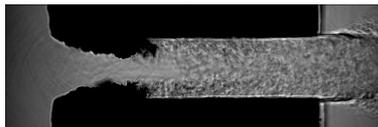


Image n° 15

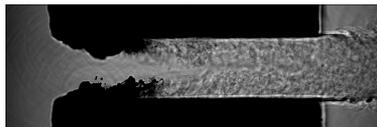


Image n° 26

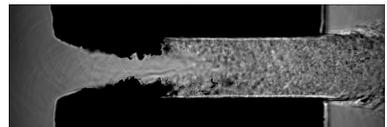


Image n° 30

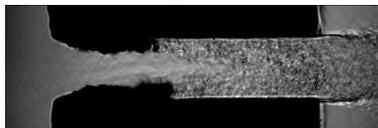


Image n° 37

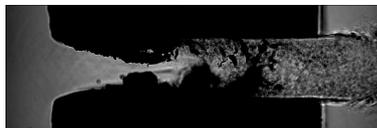


Image n° 39

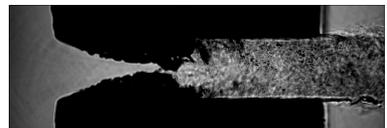


Image n° 40

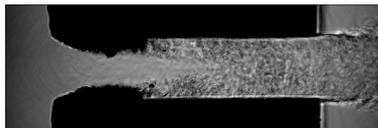
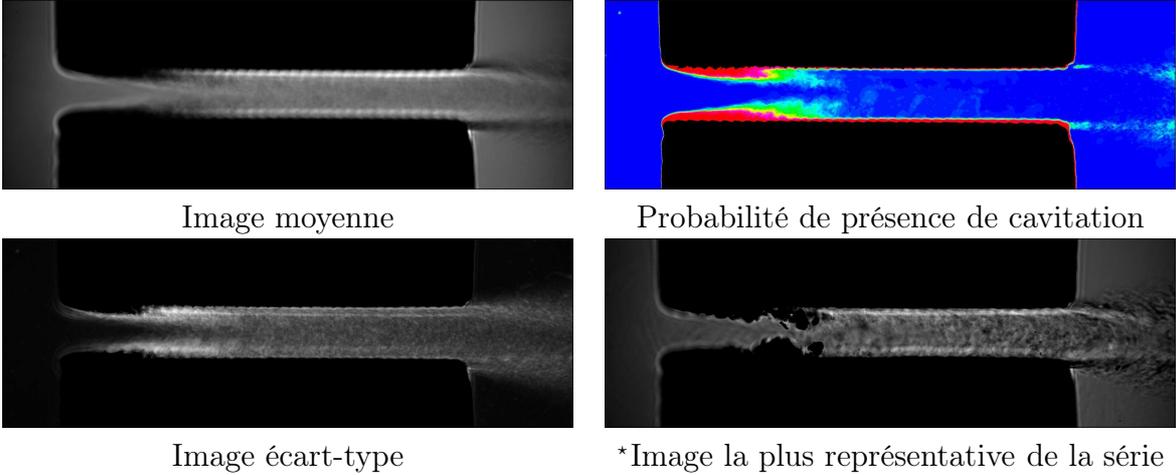
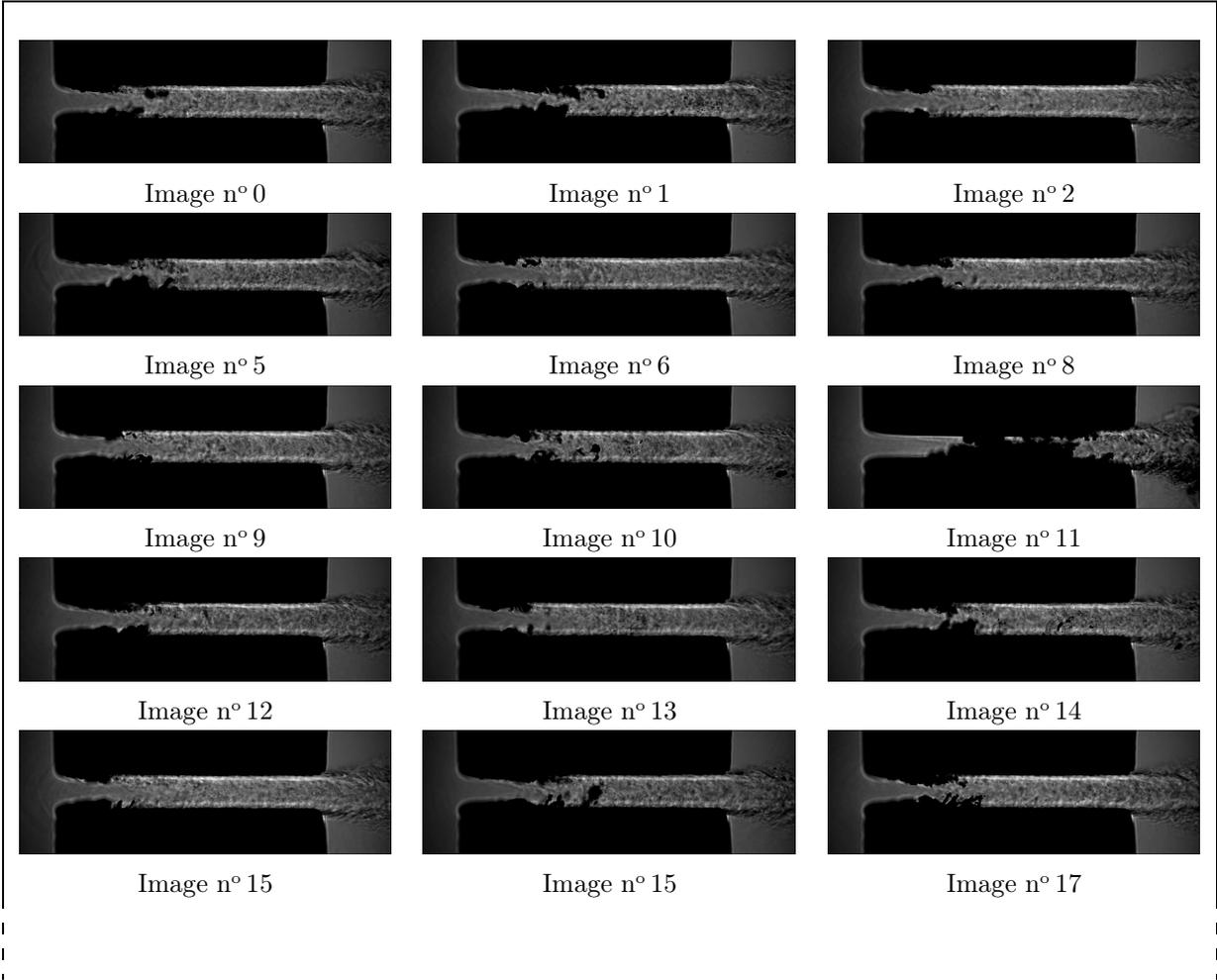


Image n° 41

Canal n° 1b,  $p_{amont} = 40 \text{ bar}$ ,  $T \approx 25 \text{ °C}$



Images utilisées pour les statistiques



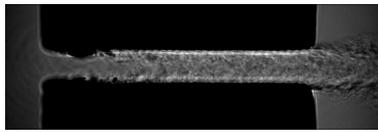


Image n° 19

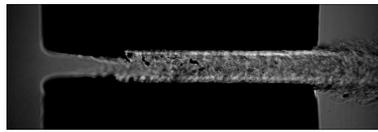


Image n° 20

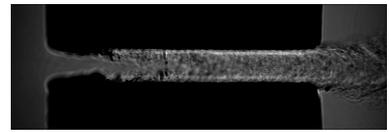


Image n° 21

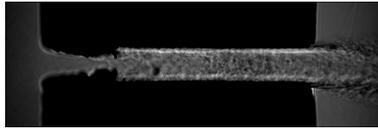


Image n° 23

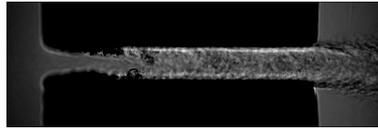


Image n° 24

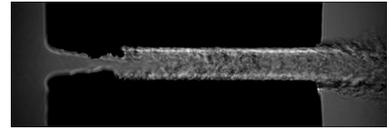


Image n° 25



Image n° 27

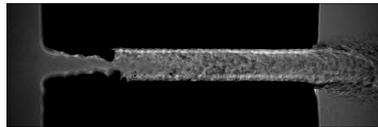


Image n° 28

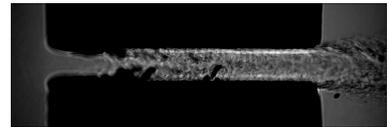


Image n° 29

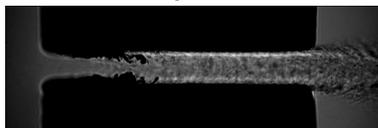


Image n° 31

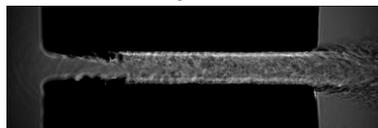


Image n° 32

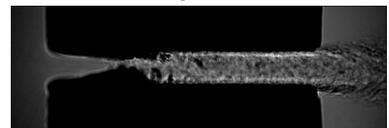


Image n° 33



Image n° 35

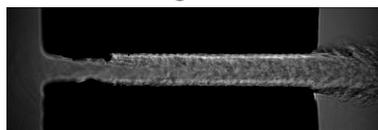


Image n° 36

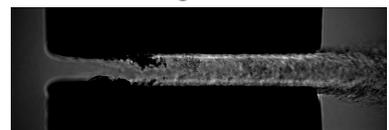


Image n° 37

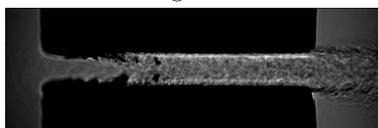


Image n° 38

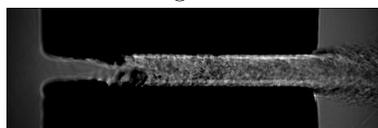


Image n° 39

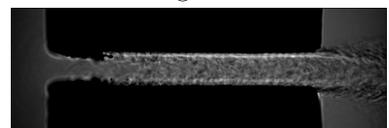


Image n° 40

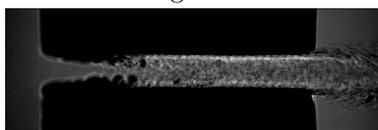


Image n° 41

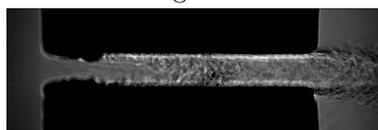


Image n° 43

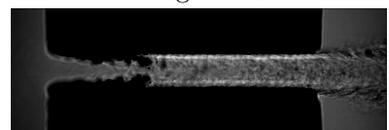


Image n° 44

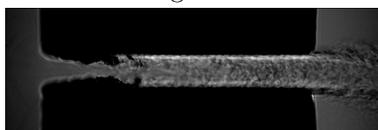
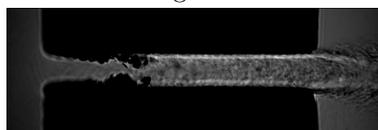


Image n° 45



\*Image n° 47

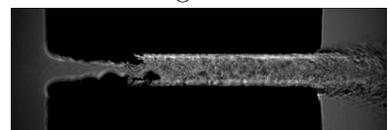


Image n° 48

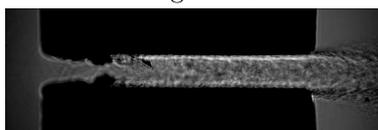


Image n° 49

---

Images non utilisées pour les statistiques



Image n° 3

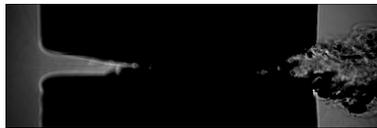


Image n° 4



Image n° 7



Image n° 18



Image n° 22



Image n° 26



Image n° 30

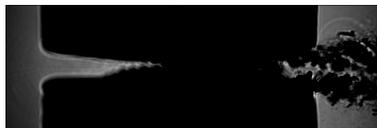


Image n° 34

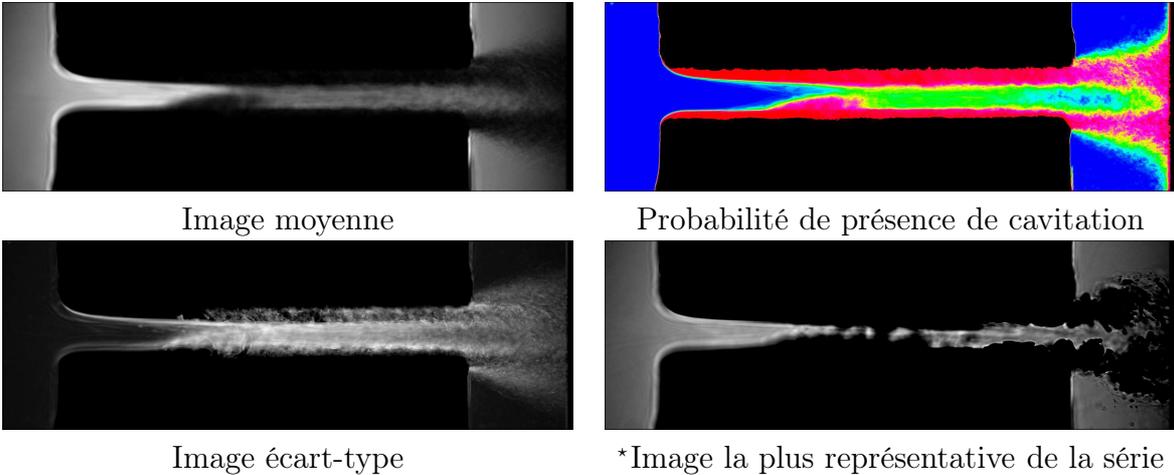


Image n° 42

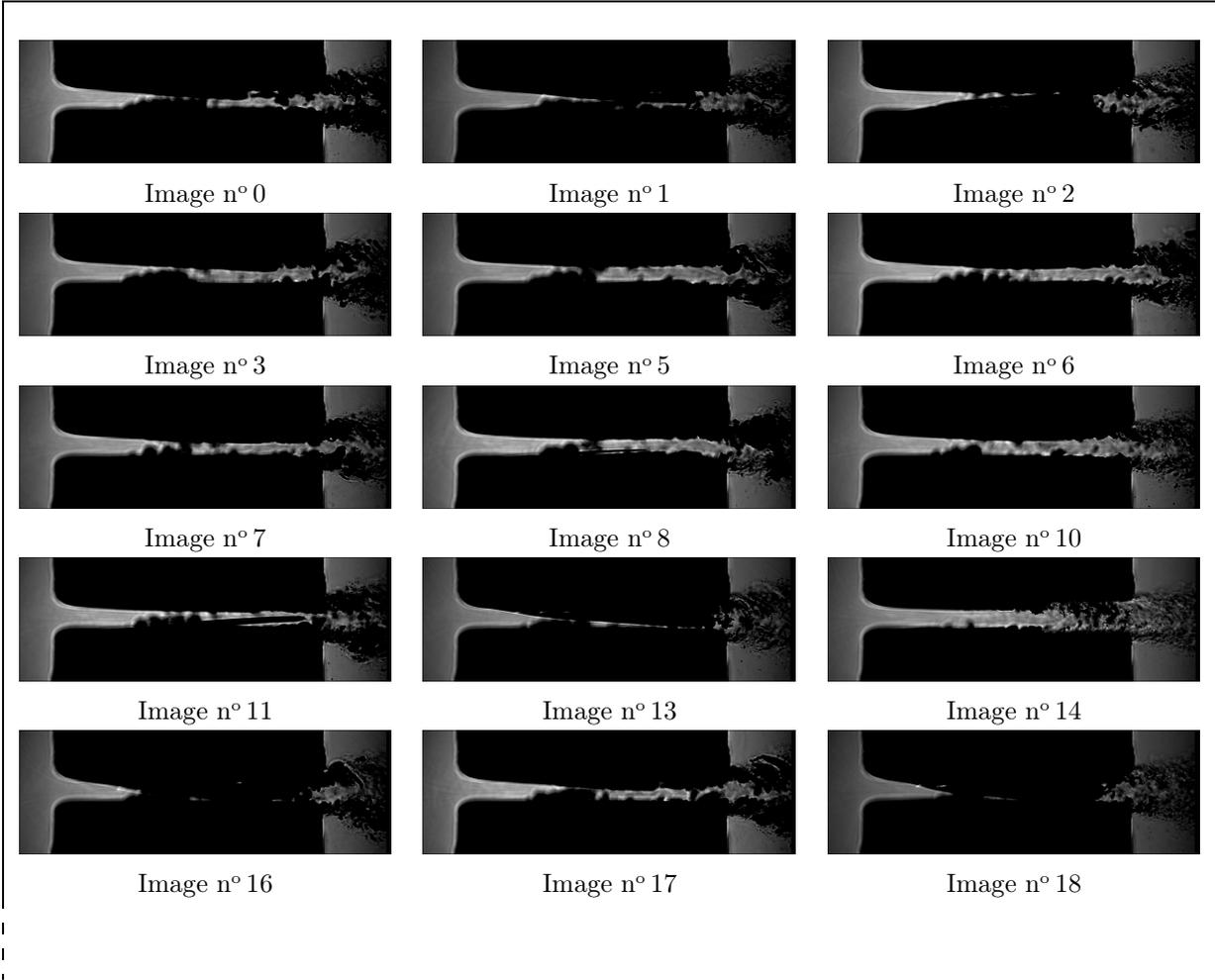


Image n° 46

Canal n° 2,  $p_{amont} = 30 \text{ bar}$ ,  $T \approx 24^\circ\text{C}$



Images utilisées pour les statistiques



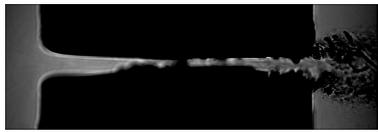


Image n° 19

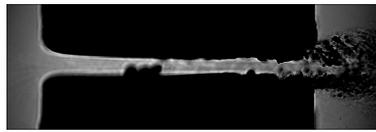


Image n° 21

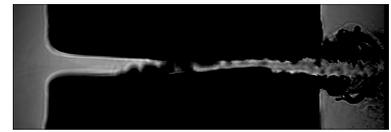


Image n° 22



Image n° 23

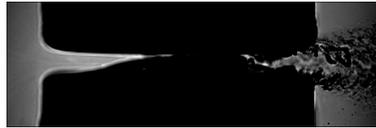


Image n° 24

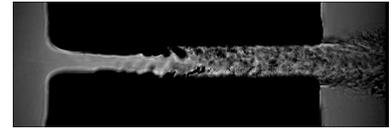


Image n° 25



Image n° 27

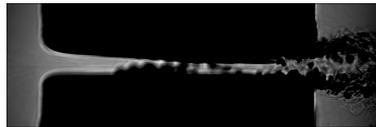


Image n° 28

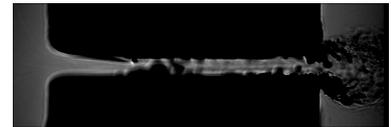


Image n° 29



Image n° 30

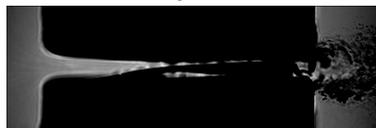


Image n° 32

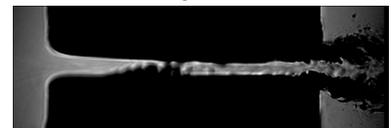


Image n° 33



Image n° 34



Image n° 35

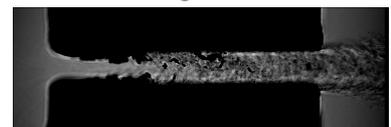


Image n° 36

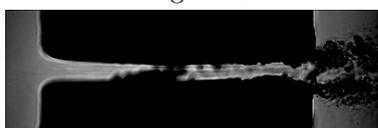


Image n° 38

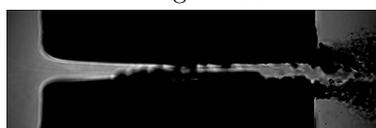


Image n° 39

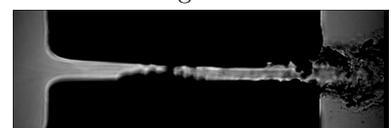
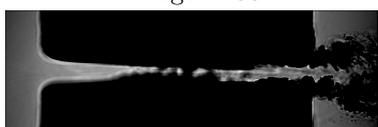


Image n° 40



\*Image n° 41



Image n° 43



Image n° 44

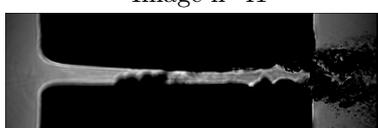


Image n° 45



Image n° 46

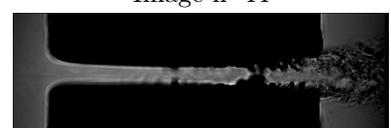


Image n° 47



Image n° 49

Images non utilisées pour les statistiques

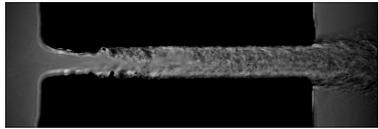


Image n° 4

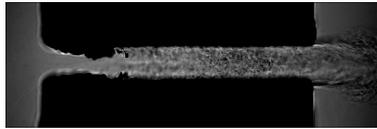


Image n° 9



Image n° 12

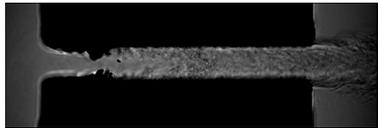


Image n° 15

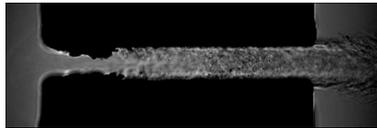


Image n° 20

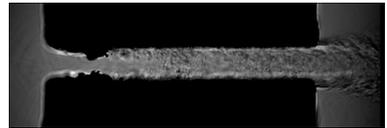


Image n° 26

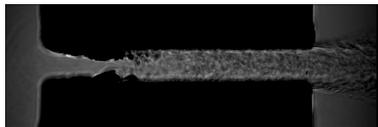


Image n° 31

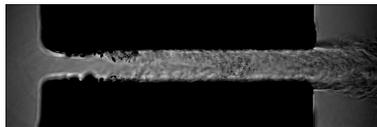


Image n° 37

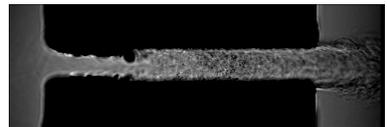


Image n° 42

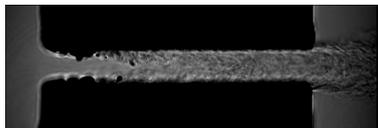


Image n° 48





---

# Bibliographie

- [1] W. Bergwerk. Flow pattern in diesel nozzle spray holes. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 1847-1982 (vols 1-196)*, 173(1959) :655–660, 1959.
  - [2] M. Birouk and N. Lekic. Liquid jet breakup in quiescent atmosphere : A review. *Atomization and Sprays*, 19(6) :501–528, 2009.
  - [3] S. Leroux and M. Ledoux. *Stabilité d'un jet liquide cylindrique. Influence de fortes pressions ambiantes*. PhD thesis, 1996.
  - [4] J. W. Lord Rayleigh. On the instability of jets. *Proceedings of the London mathematical society*, 10, 1878.
  - [5] A. Liepertz. Spray and atomization. In *Clean I.C. Engines and Fuels*, 2005.
  - [6] H. Hiroyasu. Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications. *Atomization and Sprays*, 10(3-5) :511–527, 2000.
  - [7] N. Tamaki, M. Shimizu, and H. Hiroyasu. Enhancement of the atomization of a liquid jet by cavitation in a nozzle hole. *Atomization and Sprays*, 11(2) :125–137, 2001.
  - [8] C. Dumouchel. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Experiments in fluids*, 45(3) :371–422, 2008.
  - [9] C. Baumgarten. *Mixture formation in internal combustion engines*. Springer Verlag, 2006.
  - [10] S. Martynov, D. Mason, M. Heikal, S. Sazhin, and M. Gorokhovski. Modelling of cavitation flow in a nozzle and its effect on spray development. In *Annals of the Assembly for International Heat Transfer conference 13*, 2006.
  - [11] N. Tamaki, M. Shimizu, K. Nishida, and H. Hiroyasu. Effects of cavitation and internal flow on atomization of a liquid jet. *Atomization and Sprays*, 8(2) :179–197, 1998.
  - [12] H. Hiroyasu. Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle. *ICLASS-91*, pages 275–282, 1991.
  - [13] Z. Liu and R.D. Reitz. An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops. *International journal of multiphase flow*, 23(4) :631–650, 1997.
  - [14] T. Inamura, H. Yanaoka, and T. Kawada. Visualization of airflow around a single droplet deformed in an airstream. *Atomization and Sprays*, 19(7) :667, 2010.
  - [15] S.S. Hwang, Z. Liu, and R.D. Reitz. Breakup mechanisms and drag coefficients of high-speed vaporizing liquid drops. *Atomization and Sprays*, 6(3) :353–376, 1996.
  - [16] J.P. Franc, F. Avellan, B. Belahadji, J.Y. Billard, L. Briançon-Marjollet, D. Fréchou, D.H. Fruman, A. Karimi, J.L. Kueny, and J.M. Michel. *La cavitation. Mécanismes physiques et aspects industriels*, Presses universitaires de Grenoble, 1995.
  - [17] C.E. Brennen. *Cavitation and bubble dynamics*, volume 44. Oxford University Press, USA, 1995.
-

- 
- [18] D.D. Joseph. Cavitation and the state of stress in a flowing liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 366 :367–378, 1998.
- [19] P.A. Kottke, S.S. Bair, and W.O. Winer. Cavitation in creeping shear flows. *AIChE journal*, 51(8) :2150–2170, 2005.
- [20] S. Dabiri, W.A. Sirignano, and D.D. Joseph. Cavitation in an orifice flow. *Physics of Fluids*, 19 :072112, 2007.
- [21] N. Dumont. *Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2004.
- [22] H. Chaves. Particle image velocimetry measurements of the cavitating flow in a real size transparent VCO nozzle. In *ILASS 2008*, 2008.
- [23] A. Andriotis, M. Gavaises, and C. Arcoumanis. Vortex flow and cavitation in diesel injector nozzles. *Journal of Fluid Mechanics*, 610 :195–215, 2008.
- [24] D. P. Schmidt, C. J. Rutland, M. L. Corradini, P. Roosen, and O. Genge. Cavitation in two-dimensional asymmetric nozzles. In *SAE*, 1999.
- [25] C. Soteriou, R. Andrews, and M. Smith. Direct injection diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization. In *SAE*, 1995.
- [26] J.M. Desantes, R. Payri, F.J. Salvador, and J. De la Morena. Influence of cavitation phenomenon on primary break-up and spray behavior at stationary conditions. *Fuel*, 89(10) :3033–3041, 2010.
- [27] A. Sou, S. Hosokawa, and A. Tomiyama. Effect of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization. *International Journal of Heat Transfer*, 50 :3575–3582, 2007.
- [28] F. Ruiz. A few useful relations for cavitating orifices. *ICLASS-91, S*, pages 595–602, 1991.
- [29] L. M. Rodriguez-Anton, J. Casanova-Kindelan, and G. Tardajos. High pressure physical properties of fluids used in diesel injection systems. *Society of Automotive Engineers*, 2000.
- [30] R.H. Spikes and G.A. Pennington. Discharge coefficient of small submerged orifices. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 1847-1982 (vols 1-196)*, 173(1959) :661–674, 1959.
- [31] I. Baz, J.C. Champoussin, M. Lance, and J.L. Marié. Investigation of the cavitation in high pressure diesel injection nozzles. ASME, 2002.
- [32] R. Saliba. *Investigations expérimentales sur les phénomènes de cavitation et d'atomisation dans les injecteurs diesel*. PhD thesis, Ecole centrale de Lyon, 2006.
- [33] U. Martin R. Miranda, H. Chaves and F. Obermeier. Cavitation in a transparent real size vco injection nozzle. In *ICLASS*, 2003.
- [34] G.W. Hall. Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical-tube orifices. *Journal of mechanical engineering science*, 5(1) :91–97, 1963.
- [35] W. H. Nurick. Orifice cavitation and its effects on spray mixing. *Journal of Fluids Engineering*, 98 :681–687, 1976.
- [36] V. Macian, R. Payri, X. Margot, and F. J. Salvador. A CFD analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation. *Atomization and Sprays*, 13 :579–604, 2003.
- [37] A. Sou, M.I. Maulana, K. Isozaki, S. Hosokawa, and A. Tomiyama. Effects of nozzle geometry on cavitation in nozzles of pressure atomizers. *Journal of Fluid Science and Technology*, 3(5) :622–632, 2008.
-

- 
- [38] A. Sou, S. Hosokawa, and A. Tomiyama. Dimensionless numbers on cavitation in a nozzle of pressure atomizers. In *ICLASS*, 2009.
- [39] T. Funada, J. Wang, and D. D. Joseph. Viscous potential flow analysis of stress-induced cavitation in an aperture flow. *Atomization and Sprays*, 16 :763–776, 2006.
- [40] P. Roosen. Investigation of the transient behaviour of cavitation effects in liquid injection nozzles. *Transient phenomena in multiphase and multicomponent systems : research report*, pages 72–83, 2000.
- [41] E. Winklhofer, E. Kull, E. Kelz, A. Morozov, and S. Zurich. Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions. In *ILASS-Europe Annual Meeting*, pages 574–579, 2001.
- [42] J.P. Franc and J.M. Michel. Attached cavitation and the boundary layer : experimental investigation and numerical treatment. *Journal of Fluid Mechanics*, 154(1) :63–90, 1985.
- [43] H.K. Suh, S.H. Park, and C.S. Lee. Experimental investigation of nozzle cavitating flow characteristics for diesel and biodiesel fuels. *International Journal of Automotive Technology*, 9(2) :217–224, 2008.
- [44] N. Takenaka, T. Kadowaki, Y. Kawabata, I.C. Lim, and D.M. Sim. Visualization of cavitation phenomena in a diesel engine fuel injection nozzle by neutron radiography. *Nuclear instruments and methods in physics research*, A 542 :129–133, 2005.
- [45] E. Winklhofer, E. Kelz, and A. Morozov. Basic flow processes in high pressure fuel injection equipment. In *ICLASS*, 2003.
- [46] R. Payri, F.J Salvador, J. Gimeno, and J. De la Morena. Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(4) :768–777, 2009.
- [47] R. F. Miranda P.-K., Wu and G. M. Faeth. Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent round liquid jets. *Atomization and Sprays*, 5(2) :175–196, 1995.
- [48] L. He and F. Ruiz. Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization. *Atomization and Sprays*, 5 :569–584, 1995.
- [49] F. Payri, V. Bermudez, R. Payri, and F.J. Salvador. The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles. *Fuel*, 83(4) :419–431, 2004.
- [50] L. C. Ganippa, G. Bark, S. Andertersson, and J. Chomiak. Cavitation : a contributory factor in the transition from symmetric to asymmetric jets in cross-flow nozzles. *Experiments in Fluids*, 36 :627–634, 2004.
- [51] C. Badock, R. Wirth, A. Fath, and A. Leipertz. Investigation of cavitation in real size diesel injection nozzles. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20 :538–544, 1999.
- [52] A. Sou, M. I. Maulana, S. Hosokawa, and A. Tomiyama. Ligament formation induced by cavitation in a cylindrical nozzle. *Journal on Fluid Science and Tehnology*, 3 :633–644, 2008.
- [53] C. Stanley, G. Rosengarten, B. Milton, and T. Barber. Investigation of cavitation in a large-scale transparent nozzle. *FISITA*, 2008.
- [54] H. Chaves, M. Knapp, A. Kubitzek, F. Obermeler, and T. Schneider. Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles. In *SAE*, 1995.
- [55] C. Arcoumanis, H. Flora, M. Gavaises, and M. Badami. Cavitation in real-size multi-hole diesel injector nozzles. In *SAE*, 2000.
-

- 
- [56] V. Macian, V. Bermudez, R. Payri, and J. Gimeno. New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology. *Experimental techniques*, 27 :39–43, 2003.
- [57] D.P. Schmidt, C.J. Rutland, and ML Corradini. A numerical study of cavitating flow through various nozzle shapes. *SAE transactions*, 106 :1664–1673, 1997.
- [58] R. Payri, J.M. García, F. J. Salvador, and J. Gimeno. Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics. *Fuel*, 84(5) :551–561, 2005.
- [59] B. Stutz. Influence of roughness on the two-phase flow structure of sheet cavitation. *Journal of Fluids Engineering*, 125 :652–659, 2003.
- [60] J. C. Chang, S. B. Huang, and C. M. Lin. Effects of inlet surface roughness, texture, and nozzle material on cavitation. *Atomization and Sprays*, 16 :299–317, 2006.
- [61] R. Wirth C. Badock and C. Tropéa. The influence of hydro grinding on cavitation inside a diesel injection nozzle and primary break-up under unsteady pressure conditions. In *ILASS'99, Toulouse, France*, 1999.
- [62] D. Jung, W. L. Wang, A. Knäfl, T. J. Jacobs, S. J. Hu, and D. N. Assanis. Experimental investigation of abrasive flow machining effects on injector nozzle geometries, engine performance, and emissions in a DI diesel engine. *International Journal of Automotive Technology*, 9 :9–15, 2008.
- [63] F. Echouchene, H. Belmabrouk, L. Le Penven, and M. Buffat. Numerical simulation of wall roughness effects in cavitating flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2011.
- [64] A.K. Singhal, M.M. Athavale, H. Li, and Y. Jiang. Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of Fluids Engineering*, 124 :617–624, 2002.
- [65] X.C. Wang, G.C. Lim, H.Y. Zheng, F.L. Ng, W. Liu, and S.J. Chua. Femtosecond pulse laser ablation of sapphire in ambient air. *Applied Surface Science*, 228 :221–226, 2004.
- [66] B. Wu, M. Zhou, J. Li, X. Ye, G. Li, and L. Cai. Superhydrophobic surfaces fabricated by microstructuring of stainless steel using a femto second laser. *Applied Surface Science*, 256 :61–66, 2009.
- [67] V. Zorba, E. Straatakis, M. Barberoglou, E. Spanakis, P. Tzanetakis, and C. Fotakis. Tailoring the wetting response of silicon surfaces via fs laser structuring. *Applied Physics A*, 93 :819–825, 2008.
- [68] W. Barthlott and C. Neinhuis. Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces. *Planta*, 202 :1–8, 1997.
- [69] D. Bruneel, G. Matras, R. Le Harzic, N. Huot, K. König, and E. Audouard. Micromachining of metals with ultra-short ti-sapphire lasers : Prediction and optimization of the processing time. *Optics and Lasers in Engineering*, 48(3) :268–271, 2010.
- [70] J.P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau, R. Le Harzic, and E. Audouard. Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation. *Physical review B*, 71, 2005.
- [71] W. Wang, X. Mei, G. Jiang, S. Lei, and C. Yang. Effect of two typical focus positions on microstructure shape and morphology in femtosecond laser multi-pulse ablation of metals. *Applied Surface Science*, 255 :2303–2311, 2008.
- [72] N. Sanner, N. Huota, E. Audouard, C. Larat, and J.-P. Huignard. Direct ultrafast laser micro-structuring of materials using programmable beam shaping. *Optics and Lasers in Engineering*, 45 :737–741, 2007.
-

- 
- [73] J.S. Yahng, J.R. Nam, and S.C. Jeoung. *Optics and Lasers in Engineering*, 47 :815–820, 2009.
- [74] J. M. Liu. Simple technique for measurement of pulsed gaussian-beam spot sizes. *Optics Letters*, pages 196–198, 1982.
- [75] W. Merzkirch. *Flow visualization*. Academic Pr, 1974.
- [76] H. Schlichting, K. Gersten, and K. Gersten. *Boundary-layer theory*. Springer Verlag, 2000.
- [77] C.E. Brennen. *Fundamentals of multiphase flow*. Cambridge Univ Pr, 2005.
- [78] C. Mishra and Y. Peles. Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel. *Physics of fluids*, 17 :013601, 2005.
- [79] Q. Tseng. Piv (particle image velocimetry) — imagej plugin — <https://sites.google.com/site/qingzongtseng/piv>.
- [80] Q. Tseng, E. Duchemin-Pelletier, A. Deshiere, M. Balland, H. Guillou, O. Filhol, and M. Théry. Spatial organization of the extracellular matrix regulates cell–cell junction positioning. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(5) :1506–1511, 2012.
- [81] B. Balenwski, B. Heine, and C. Tropea. Experimental investigation of the correlation between nozzle flow and spray using laser doppler velicimeter, phase doppler system, high-speed photography, and x-ray radiography. *Atomization and Sprays*, 20(1) :57–70, 2010.
- [82] H.K. Suh and C.S. Lee. Effect of cavitation in nozzle orifice on the diesel fuel atomization characteristics. *International journal of heat and fluid flow*, 29(4) :1001–1009, 2008.
- [83] S. Song and J. Eaton. The effects of wall roughness on the separated flow over a smoothly contoured ramp. *Experiments in fluids*, 33(1) :38–46, 2002.