



HAL
open science

Étude expérimentale des écoulements multiphasiques dans une couche limite laminaire décollée.

Kilian Croci

► **To cite this version:**

Kilian Croci. Étude expérimentale des écoulements multiphasiques dans une couche limite laminaire décollée.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2018. Français. NNT : 2018ENAM0052 . tel-02005952

HAL Id: tel-02005952

<https://pastel.hal.science/tel-02005952v1>

Submitted on 4 Feb 2019

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.

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité doctorale "Génie Énergétique"

présentée et soutenue publiquement par

Kilian CROCI

le 6 Décembre 2018

Étude expérimentale des écoulements multiphasiques dans une couche limite laminaire décollée.

Experimental study of multiphase flows within a separated laminar boundary layer.

Directeur de thèse : **Florent RAVELET**

Co-encadrement de la thèse : **Amélie DANLOS ET JEAN-CHRISTOPHE ROBINET**

Jury

Mr Frédéric Risso,	DR CNRS, IMFT, Université Toulouse III	Président
Mr Mohamed Farhat,	Professeur, LMH, EPFL, Lausanne	Rapporteur
Mr Jean-Pierre Franc,	DR CNRS, LEGI, Université Grenoble Alpes	Rapporteur
Mr Jacques-André Astolfi,	Professeur, IRENav, École Navale, Brest	Examineur
Mme Amélie Danlos,	MCF, Laboratoire DynFluid, CNAM	Examineur
Mr Eric Goncalvès,	Professeur, Institut P', ENSMA, Poitiers	Examineur
Mr Florent Ravelet,	MCF-HDR, Laboratoire DynFluid, ENSAM	Examineur
Mr Jean-Christophe Robinet,	Professeur, Laboratoire DynFluid, ENSAM	Examineur

**Arts et Métiers ParisTech - Centre de Paris
Laboratoire DynFluid**

Remerciements

Au terme de cette thèse, je peux enfin regarder l'aboutissement du travail accompli durant ces trois dernières années. En me remémorant le cheminement qui m'a conduit à écrire ce manuscrit, je voudrais remercier chaleureusement toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance de passer du temps au cours de ces années, que ce soit pour m'aider dans mon travail, me soutenir dans les moments plus durs, ou juste pour discuter autour d'une bière.

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants, avec qui j'ai pu énormément partager. Je remercie mon directeur de thèse Florent Ravelet pour avoir très souvent pris du temps pour m'aider dans mon travail, avec beaucoup de discussions où j'ai pu parfaire mes compétences en calcul mental. Un grand merci à Amélie, pour toutes les petites conversations et les corrections qui m'ont redonné le sourire dans certains moments difficiles et à Jean-Christophe pour sa disponibilité et son aide dans la compréhension de dynamiques qui ont pu me donner de sérieux maux de tête.

Je suis extrêmement reconnaissant envers tous les membres du jury, Mohamed Farhat et Jean-Pierre Franc pour le temps et l'attention qu'ils ont consacré à rapporter cette thèse, Frédéric Risso pour avoir présidé mon jury de thèse ainsi que Jacques-André Astolfi et Eric Goncalvès pour la pertinence de leurs questions qui ont donné lieu à des discussions stimulantes.

Je remercie tous les membres du laboratoire *DynFluid* pour m'avoir si bien accueilli avec une pensée particulière pour tous les doctorants que j'ai pu côtoyer et avec qui j'ai pu passer de super moments. Un grand merci à Andrea, Aurélie, Birame, Brahim, Charles, Din, Luc Petar, Thang... et tous les autres! Je tiens à remercier tout particulièrement Carlos avec qui j'ai partagé les difficultés de trois années de thèse ainsi que beaucoup de codes de LaTeX mais également Ewen qui m'a fourni un toit ainsi que de magnifiques souvenirs au parc Asterix!

Je tiens également à remercier ma famille, mes parents pour leur soutien constant, ma soeur Lila pour ses conseils avisés sur le doctorat et les épisodiques mais longues discussions que l'on a pu avoir, Pierre et Delphine pour toute l'aide et la bonne humeur qu'ils m'ont apporté durant ses trois années à Paris. Un grand remerciement à Alexandre, Benoit et à Cyril, pour m'avoir supporté, surtout durant ces derniers mois de thèse.

Je finirais avec un remerciement très particulier pour Nayla, qui a partagée ma vie durant ces trois années. En me remémorant tous les moments, bons comme difficiles, que nous avons pu vivre je suis heureux de t'avoir avec moi.

Merci Nana!

Résumé

La cavitation hydrodynamique, et plus particulièrement la cavitation à poche attachée, peut apparaître et se développer dans des écoulements turbulents complexes à l'intérieur de décollements de la couche limite laminaire. Ce phénomène s'avère être également sensible aux autres gaz présents dans l'écoulement comme l'air. Pour mieux comprendre l'attachement de poches de cavitation dans des décollements laminaires et l'influence de l'air sur celles-ci, nous proposons d'étudier des écoulements laminaires décollés d'huiles silicones visqueuses, contenant une grande quantité d'air, autour d'une géométrie Venturi lisse. Dans notre étude nous observons l'apparition de plusieurs types de poches, d'air ou de vapeur, qui peuvent s'attacher dans les différents décollements de l'écoulement laminaire. Le dégazage joue alors un rôle important à hautes pressions, générant des poches d'air attachées présentant des dynamiques particulières. À très basses pressions, des poches de cavitations peuvent s'attacher provoquant, selon la stabilité de l'écoulement, une transition à un régime transitionnel laminaire/turbulent dans leurs sillages. Cette même transition est également susceptible d'apparaître de façon intermittente à plus hautes pressions dans le sillage d'une bulle d'air recirculante, caractéristique du dégazage dans les écoulement laminaires décollés. Le régime transitionnel laminaire/turbulent, beaucoup moins sensible au dégazage, est caractérisé par la cavitation de tourbillons, générés à hautes fréquences, dans le sillage d'un bulbe de décollement laminaire "court" le long de la pente du Venturi. Le bulbe se développe jusqu'à transitionner brutalement en bulbe "long" pour une taille de poche assez élevée. On peut associer ce phénomène à la supercavitation.

Mots clés : cavitation, dégazage, décollement laminaire.

Abstract

Hydrodynamic cavitation, and more specifically attached cavitation, can emerge and develop in complex turbulent flows within laminar boundary layer separations. This phenomenon might be extremely sensitive to the gas content in the flow. For an easier understanding of the attachment of cavities into laminar separated flows within the influence of air content, we propose to focus our study on viscous silicon oil laminar separated flows, presenting high gas content, within a smooth Venturi geometry. In this study, the inception of several types of attached cavities, filled with air or oil vapor, can be observed into different laminar flow separations. For high pressures, the degassing phenomenon is dominant in the flow, generating attached cavities filled with air presenting interesting dynamics. For low pressures, attached vapor cavities can emerge inducing, if the flow is unstable, the transition to laminar/turbulent transitioning regime in their wakes. This transition can also occur intermittently at higher pressures in the wake of a recirculating air bubble, characteristic to degassing into laminar separated flows. The laminar/turbulent transitioning regime, less sensitive to degassing, is characterized by vortex cavitation, occurring at high frequencies, at the rear of a "short" laminar separation bubble along the divergent Venturi slope. The "short" laminar separation bubble grows until transitioning to a "long" bubble within a large attached cavity. This transition can be associated to the supercavitation phenomenon.

Keywords : cavitation, degassing, laminar separation.

Table des matières

Table des matières	v
Nomenclature	vii
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xiv
1 Problématiques de la thèse	1
1.1 Le phénomène de cavitation	2
1.2 Différentes formes de cavitation hydrodynamique	4
1.3 Mise en contexte de l'étude	8
1.4 Cavitation et dégazage dans les huiles visqueuses	12
1.5 Organisation de la thèse	15
1.6 Références	15
2 Moyens expérimentaux	21
2.1 Présentation du banc d'essais	22
2.2 Caractérisations des huiles silicones	26
2.3 Visualisation de l'écoulement	32
2.4 Protocole expérimental	33
2.5 Références	35
3 Écoulements monophasiques : Simulations numériques	37
3.1 Initialisation de la simulation	38
3.2 Analyse des résultats numériques	41
3.3 Synthèse sur l'étude numérique	48
3.4 Références	48
4 Écoulements multiphasiques : Phénoménologie du dégazage et de la cavitation	51
4.1 Théorie sur les équilibres multiphasiques	52
4.2 Dégazage dans les couches limites laminaires décollées	56
4.3 Cavitation partielle dans les huiles silicones	72
4.4 Poches de cavitation attachées	76
4.5 Cavitation par "patch"	82
4.6 Cavitation de tourbillons	89
4.7 Synthèse sur le phénomène de cavitation	90
4.8 Références	91
5 Instabilités et transitions de régimes d'écoulement	95
5.1 Déstabilisation de l'écoulement laminaire	96

5.2	Changement de régime d'écoulement	103
5.3	Synthèse sur les transitions de régimes d'écoulement	107
5.4	Références	108
6	Cavitation partielle et transition à la supercavitation	109
6.1	État de l'art sur la cavitation partielle dans les écoulements turbulents	110
6.2	Cavitation partielle à bas nombre de Reynolds	114
6.3	Transition à la supercavitation	121
6.4	Bulles "têtards" secondaires et régimes d'écoulement	122
6.5	Synthèse sur le développement de la cavitation	124
6.6	Références	125
7	Conclusions et perspectives	129
7.1	Conclusions	130
7.2	Perspectives de recherches	131
7.3	Références	134
Annexes		I
A	Mesures dans l'huile 47V50	III
A.1	Cavitation par patch	IV
A.2	Application de la technique MIA	VI
A.3	Supercavitation	VII
B	Mesures dans l'huile 47V100	IX
B.1	Poches "têtards" d'air	X
B.2	Cavitation par patch	XII
C	Simulations numériques	XIX
C.1	Iso-contours de vitesses dans l'huile 47V50	XX

Nomenclature

$C_{\Delta P}$	Coefficient de perte de charge	-
f	Fréquence d'apparition d'un phénomène	s^{-1}
g	Constante de gravitation	$m.s^{-2}$
h_{col}	Hauteur au col du Venturi (10 mm)	m
h_{in}	Hauteur à l'entrée de la veine d'essais (20 mm)	m
l	Largeur de la veine d'essais (10 mm)	m
l_b	Largeur d'une bulle	m
l_b^c	Largeur critique de transition au régime transitionnel d'une bulle	m
L_b	Longueur d'une poche de cavitation	m
L^*	Longueur d'une poche de cavitation normalisée avec la longueur de la pente du Venturi (ou de la corde d'un foil)	-
P	Pression en entrée de la veine d'essais	Pa
P_c	Pression critique	Pa
P_{col}	Pression au col du Venturi	Pa
P_{min}	Pression minimale derrière le col du Venturi	Pa
P_s	Pression en sortie de la veine d'essais	Pa
P_v	Pression de vapeur saturante	Pa
Re	Nombre de Reynolds à l'entrée de la veine d'essais	-
Re_c	Nombre de Reynolds critique de transition au régime transitionnel	-
$Re_c^{b\ exp}$	Nombre de Reynolds critique de transition au régime transitionnel dans le sillage d'une bulle	-
Re_c^d	Nombre de Reynolds critique de disparition des poches "têtarde" de l'écoulement	-
Re_c^i	Nombre de Reynolds critique d'apparition de la recirculation de bulles d'air dans l'écoulement	-
Re_{min}	Nombre de Reynolds de la vitesse minimale de l'écoulement	-
$s_{i/j}$	Coefficient de Bunsen d'un soluté i dans un solvant j	Vol. - %
S_{col}	Surface de la section au col du Venturi ($10 \times 10\ mm^2$)	m^2
S^*	Surface de la vue du dessus d'une bulle normalisée avec S_{col}	-

S_c^*	Surface critique de changement de croissance des poches “têtards”	-
St	Nombre de Strouhal associé à une fréquence f	-
t	Temps	s
T	Température	$^{\circ}C$
V	Vitesse en entrée de la veine d’essais	$m.s^{-1}$
V_c	Vitesse critique de disparition des poches “têtards”	$m.s^{-1}$
V_{col}	Vitesse au niveau du col de Venturi	$m.s^{-1}$
We	Nombre de Weber à l’entrée de la veine d’essais	-
We_c	Nombre de Weber critique de perte de symétrie des poches “têtards”	-
x_1	Position du point de rattachement du décollement principal	m
x_4	Position du point de décollement du décollement secondaire	m
x_5	Position du point de rattachement du décollement secondaire	m
X^*	Position suivant l’axe x normalisée avec la largeur l	m
Y^*	Position suivant l’axe y normalisée avec la largeur l	m
Z^*	Position suivant l’axe z normalisée avec la largeur l	m
α	Angle d’incidence d’un obstacle	$^{\circ}$
γ	Rapport d’aspect de transition au régime transitionnel d’une bulle	-
γ_c^{exp}	Rapport d’aspect critique d’une bulle	-
$\dot{\gamma}$	Cisaillement de l’écoulement	s^{-1}
ΔP	Perte de charge entre l’entrée et la sortie	Pa
ΔS^*	Différence de surfaces entre les deux poches “têtards”	-
Δt	Pas de temps	s
$\theta_{1/2}$	Tension superficielle entre deux fluides 1 et 2	$N.m^{-1}$
μ	Viscosité dynamique de l’huile	$Pa.s$
ν	Viscosité cinématique de l’huile	$m^2.s^{-1}$
ρ	Masse volumique de l’huile	$kg.m^{-3}$
σ	Nombre de cavitation à l’entrée de la veine d’essais	-
σ_c	Nombre de cavitation critique pour l’apparition des bulles “têtards” secondaires dans l’écoulement	-
σ_f	Nombre de cavitation associé à un foil	-
σ_f	Nombre de cavitation associé à une géométrie Venturi	-
σ_{Ps}	Perte de charge entre le col et la sortie adimensionnalisée	-

Liste des figures

1.1	Diagramme de phase d'un corps (eau)	2
1.2	Applications industrielles de la cavitation	4
1.3	Cavitation derrière une sphère	4
1.4	Cavitation à bulles générée le long d'un profil hydrodynamique	5
1.5	Poche attachée de cavitation de type "spot" générée sur un profil hydrodynamique	6
1.6	Poches "bandes" observées sur deux géométries différentes	6
1.7	Poche attachée de cavitation de type "patch" générée sur un profil hydrodynamique	7
1.8	Cavitation de tourbillons	7
1.9	Exemple de cavitation observée dans un écoulement d'huile 47V100 pour $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$	14
1.10	Vue de côté <i>a</i>) et du dessus <i>b</i>) de la vaporisation d'un vortex en épingle à cheveux observée dans l'huile 47V50 à $Re = 2188$ et $\sigma = 4.53$	14
2.1	Schéma du banc d'essais	22
2.2	Schéma en 2D de la veine d'essais vue de côté dans le plan (XZ)	24
2.3	Évolution typique du nombre de cavitation σ_x le long de la paroi inférieure de la géométrie Venturi	26
2.4	Évolution de la masse volumique de l'huile 47V50 en fonction de la température	27
2.5	Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V50 en fonction du cisaillement mesuré à $T = 25^\circ$	28
2.6	Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V50 en fonction de la température mesurée pour $10 < T < 40^\circ\text{C}$	29
2.7	Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V100 en fonction du cisaillement mesuré à $T = 15^\circ$	30
2.8	Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V100 en fonction de la température mesurée pour $15 < T < 30^\circ\text{C}$	31
2.9	Exemples de cavitation observée dans l'huile 47V50 à $Re = 2284$ et $\sigma = 4.57$	32
2.10	Domaines d'études pour les deux huiles silicones 47V50 et 47V100	34
3.1	Schéma de la géométrie de l'écoulement dans la simulation numérique	39
3.2	Évolution de l'écart de la perte de charge calculé numériquement en fonction du nombre de cellules dans la simulation	40
3.3	Comparaison du coefficient de perte de charge $C_{\Delta P}$ estimé numériquement avec les mesures expérimentales	41
3.4	Champs de pressions au niveau du col de la géométrie Venturi calculés dans l'huile 47V50 à <i>a</i>) $Re = 300$ et <i>b</i>) $Re = 1000$	42
3.5	Évolution du paramètre σ_{col} en fonction du nombre de Reynolds	43

3.6	Iso-contours des vitesses négatives dans la géométrie Venturi à $Re = 650$ pour l'huile 47V50	43
3.7	Évolution du nombre de Reynolds associé à la vitesse de recirculation v_{min} en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement	44
3.8	Iso-contours des vitesses négatives dans la géométrie Venturi à $Re = 1000$ pour a) l'huile 47V50 et b) 47V100	45
3.9	Iso-contours des vitesses négatives dans la géométrie Venturi à $Re = 1100$ pour l'huile 47V50	45
3.10	Évolutions des nombres de cavitation correspondants aux conditions $P_{min} = 1 \text{ bar}$ et $P_{min} = P_v$ en fonction du nombre de Reynolds	46
3.11	Évolution de la différence de pression adimensionnée entre la sortie de la veine et le col du Venturi en fonction du nombre de Reynolds	47
4.1	Évolution des fractions massiques d'air et de vapeur calculées dans l'eau à 25°C à l'approche de la pression de vapeur saturante $P_v = 3200 \text{ Pa}$	53
4.2	Schéma d'une bulle de gaz dans un liquide	54
4.3	Schéma de l'évolution de la taille d'une bulle dans un écoulement laminaire autour d'une géométrie Venturi	55
4.4	Schéma d'une bulle de gaz dans un liquide	55
4.5	Superposition des vues de côté d'une bulle subissant une croissance au niveau d'un décollement laminaire à $Re = 652$ et $\sigma = 17.9$ dans l'huile 47V100	58
4.6	Évolution d'une bulle de son étirement au col jusqu'à son attachement enregistrée à $Re = 652$ et $\sigma = 17.9$ dans l'huile 47V100	58
4.7	Schéma de la recirculation de bulles jusqu'à l'attachement au col des bulles "têtards"	59
4.8	Désagrégation d'une bulle au centre du col de la géométrie Venturi observée à $Re = 968$ et $\sigma = 7.86$ dans l'huile 47V100	60
4.9	Carte du dégazage dans le Venturi pour l'huile 47V100	61
4.10	Régime de recirculation de bulles observé à $Re = 942$ et $\sigma = 7.24$ dans l'huile 47V100	62
4.11	Comparaison entre les apparitions des recirculations de bulles dans les deux huiles silicones 47V50 et 47V100	62
4.12	Bulles têtards attachées avec des lâchers de micro-bulles observées à $Re = 395$ et $\sigma = 50$ dans l'huile 47V100	63
4.13	Détachement des bulles têtards en fonction de la vitesse et de la pression d'entrée de veine dans l'huile 47V50	64
4.14	Disparition des poches "têtards" en fonction du nombre de Weber et du nombre de cavitation dans l'huile 47V100	65
4.15	Surfaces de bulles normalisées S^* en fonction du nombre de Weber dans l'huile 47V100	66
4.16	Poches "têtards" observées à $\sigma = 38$ dans l'huile 47V100 pour des nombres de Weber décroissants	67
4.17	Poches "têtards" observées à $\sigma = 38$ dans l'huile 47V100 pour des nombres de Weber décroissants	68
4.18	Évolution des bulles "têtards" à $\sigma = 38$ dans l'huile 47V100	69
4.19	Évolution de la différence de surfaces de bulles normalisées ΔS^* en diminuant le nombre de Weber dans l'huile 47V100	70
4.20	Surfaces de bulles normalisées mesurées à $\sigma = 45$ en diminuant a) et en augmentant b) le nombre de Weber dans l'huile 47V100	71

4.21	Bulles “têtards” symétriques observées à $\sigma = 45$ et $We = 2069$ dans l’huile 47V100	71
4.22	Vue de côté (a) et du dessus (b) d’un écoulement cavitant observé à $Re = 2185$ et $\sigma = 4.53$ dans l’huile 47V50	73
4.23	Carte d’apparition des différentes poches attachées dans l’huile 47V100 en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de cavitation	74
4.24	Carte d’apparition des différentes dynamiques de dégazage et de cavitation dans l’huile 47V50	75
4.25	Exemple de cavitation observée dans un écoulement laminaire à $Re = 1204$ et $\sigma = 6.03$ dans l’huile 47V100	77
4.26	Poches “bandes” observées dans les deux huiles silicones pour un écoulement laminaire et à la transition vers la turbulence	78
4.27	Apparition des poches “bandes” attachées dans les huiles silicones 47V50 et 47V100	78
4.28	Schéma de l’écoulement laminaire décollé caractérisé par la recirculation de bulles jusque sous les poches attachées	79
4.29	Exemple d’écoulement laminaire présentant des bulles “têtards” secondaires observées à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	80
4.30	Comparaison entre les apparitions des bulles “têtards” secondaires dans les deux huiles silicones 47V50 et 47V100	81
4.31	Bulle d’air remontant la pente du Venturi enregistrée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50	83
4.32	Déformation de la bulle à l’approche du col du Venturi ($X^* = 0$) observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50	83
4.33	Vaporisation d’un vortex dans le sillage de la bulle observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50	84
4.34	Vue de côté de la structure tourbillonnaire cavitante observée à $t = 253.3 ms$ pour $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50	84
4.35	Vue de côté a) et du dessus b) de la condensation du tourbillon cavitant observée à $t = 256 ms$ pour $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50	85
4.36	Condensation de la bulle, remplie en partie de vapeur, capturée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50	85
4.37	Schéma récapitulatif du mécanisme de cavitation par “patch”	86
4.38	Coalescence de la bulle avec la poche de cavitation observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	87
4.39	Vue de côté de la vaporisation un tourbillon observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	88
4.40	Vue de dessus de la vaporisation d’un tourbillon observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	89
4.41	Vaporisation d’un vortex en épingle à cheveux observée à $Re = 2118$ et $\sigma = 4.56$ dans l’huile 47V50	90
5.1	Vue de côté (a) et du dessus (b) d’un écoulement multiphasique laminaire observé à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	96
5.2	Carte d’apparition des différentes dynamiques de dégazage et de cavitation dans l’huile 47V50	97
5.3	Carte de transition de régime d’écoulement dans l’huile 47V50	98

5.4	Évolution de la largeur de la bulle en fonction du temps à l'approche du col du Venturi dans la cavitation par "patch" derrière une bulle de recirculation dans l'huile 47V50	100
5.5	Écoulement multiphasique en régime laminaire observé à $Re = 2144$ et 4.99	103
5.6	Écoulement multiphasique laminaire en transition à la turbulence dans le sillage d'une poche "bande" observé à $Re = 2185$ et 4.53	104
5.7	Schémas <i>a)</i> d'un écoulements laminaire et <i>b)</i> d'un écoulement transitionnel en présence de poches attachées	105
5.8	Schéma de la génération d'un tourbillon en épingle à cheveux dans le sillage obstacle hémisphérique. Source : ACARLAR et SMITH [1987]	106
5.9	Séquence de la génération de tourbillons en épingle à cheveux dans le sillage d'une poche "bande" observées à $Re = 2185$ et $\sigma = 4.53$	106
6.1	Cavitation partielle observée dans l'eau au niveau d'une géométrie double Venturi à $Re_{col} = 1.2 \times 10^5$ et $\sigma_{col} = 0.38$	111
6.2	Variation typique de la longueur de la poche de cavitation en fonction de σ pour un angle d'incidence $\alpha = 8^\circ$	113
6.3	Vues du dessus et de côté de la vaporisation de tourbillons dans le sillage d'une poche "bande" observée à $Re = 2077$ et $\sigma = 4.57$ dans l'huile silicone 47V50	115
6.4	Développement de la cavitation de poche observée à nombre de Reynolds quasi-constant ($Re \approx 2305 \pm 21$) en diminuant progressivement la pression dans l'huile 47V50	116
6.5	Vues de côté du développement en cavitation partielle des poches de cavitation jusqu'à la transition du bulbe de décollement laminaire "court" en bulbe "long" observée à $\sigma = 4.47$ dans l'huile 47V50	117
6.6	Vues du dessus du développement en cavitation partielle des poches de cavitation jusqu'à la transition du bulbe de décollement laminaire "court" en bulbe "long" observée à $\sigma = 4.47$ dans l'huile 47V50	118
6.7	Application de l'analyse morphologique d'image (MIA) sur une image enregistrée dans l'huile 47V50 à $Re = 2284$ et $\sigma = 4.73$	119
6.8	Évolution de la longueur des poches de vapeur en fonction du nombre de cavitation à nombres de Reynolds semblables ($2161 < Re < 2297$) dans l'huile 47V50	121
6.9	Schéma des décollements à l'arrière d'une marche.	122
6.10	Évolution des positions des décollements laminaires à l'arrière d'une marche en fonction du nombre de Reynolds. Source : ARMALY et al. [1983]	123
6.11	Évolution de l'attachement des bulles "têtards" secondaires en fonction de la position de la fermeture de la poche "bande" à nombres de Reynolds semblables ($2161 < Re < 2316$) dans l'huile 47V50	124
A.1	Vue de côté de la condensation d'un vortex cavitant observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l'huile 47V50	IV
A.2	Vue de dessus de la condensation d'un vortex cavitant observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l'huile 47V50	V
A.3	Application de l'analyse morphologique d'image (MIA) sur une séquence d'images enregistrée dans l'huile 47V50 à $Re = 2284$ et $\sigma = 4.73$	VI
A.4	Vues de côté de l'interaction d'une bulle avec une poche "supercavitante" observée à $Re = 2245$ et $\sigma = 4.47$ dans l'huile 47V50	VII

B.1	Poches “têtards” observées dans l’huile 47V100 à $\sigma = 45$ pour des nombres de Weber décroissants allant de <i>a) We = 2400</i> jusqu’à <i>h) We = 1964</i>	X
B.2	Poches “têtards” observées dans l’huile 47V100 à $\sigma = 45$ pour des nombres de Weber croissants allant de <i>a) We = 2069</i> jusqu’à <i>i) We = 2561</i>	XI
B.3	Vues de côté de la capture d’une bulle d’air par la couche limite séparée observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	XII
B.4	Vues du dessus de la capture d’une bulle d’air par la couche limite séparée observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	XIII
B.5	Vues de côté de la remontée de la bulle dans la zone de recirculation observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	XIV
B.6	Vues du dessus de la remontée de la bulle dans la zone de recirculation observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	XV
B.7	Vues de côté de la coalescence de la bulle avec la poche “bande” et de la cavitation par “patch” qui s’en suit observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	XVI
B.8	Vues du dessus de la coalescence de la bulle avec la poche “bande” et de la cavitation par “patch” qui s’en suit observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100	XVII
C.1	Iso-contours de vitesses dans le Venturi avec l’huile 47V50 pour $300 < Re < 500$	XX
C.2	Iso-contours des vitesses négatives dans la géométrie Venturi dans l’huile 47V50 pour l’intervalle $550 < Re < 750$	XXI
C.3	Iso-contours des vitesses négatives dans la géométrie Venturi dans l’huile 47V50 pour l’intervalle $800 < Re < 1000$	XXII
C.4	Iso-contours des vitesses négatives dans la géométrie Venturi dans l’huile 47V50 pour l’intervalle $1050 < Re < 1250$	XXIII
C.5	Iso-contours des vitesses négatives dans la géométrie Venturi dans l’huile 47V50 pour l’intervalle $1300 < Re < 1400$	XXIV

Liste des tableaux

2.1	Paramètres principaux de l'huile silicone 47V50 à $T = 25^{\circ}\text{C}$	29
2.2	Paramètres de l'écoulement, intervalles de mesures, et incertitudes pour l'huile 47V50	30
2.3	Paramètres principaux de l'huile silicone 47V100 à $T = 25^{\circ}\text{C}$	31
2.4	Paramètres de l'écoulement, intervalles de mesures, et incertitudes pour l'huile 47V100	32
2.5	Choix des paramètres d'acquisition des caméras en fonction des dynamiques multiphasiques observées	33
3.1	Nombres de mailles dans toute la géométrie	40
4.1	Tableau récapitulatif des différents Reynolds critiques rencontrés dans le phénomène de dégazage dans l'huile 47V100 et comparaison avec les résultats des simulations numériques	64
5.1	Comparaison des nombres de Reynolds critiques et des rapports d'aspects mesurés expérimentalement avec la littérature scientifique	101

Chapitre 1

Problématiques de la thèse

*« Toute connaissance est une
réponse à une question. »*

Gaston Bachelard

Sommaire

1.1	Le phénomène de cavitation	2
1.1.1	Définition de la cavitation	2
1.1.2	Applications de la cavitation	3
1.2	Différentes formes de cavitation hydrodynamique	4
1.2.1	Cavitation à bulles séparées	5
1.2.2	Cavitation à poche attachée	5
1.2.3	Cavitation de tourbillons	7
1.3	Mise en contexte de l'étude	8
1.3.1	Cavitation dans un bulbe de décollement laminaire	8
1.3.2	Effets du dégazage sur la cavitation	9
1.3.3	Problématiques de la thèse	10
1.4	Cavitation et dégazage dans les huiles visqueuses	12
1.4.1	Dégazage dans les huiles visqueuses	12
1.4.2	Cavitation dans les huiles visqueuses	13
1.4.3	Aperçu des résultats de la thèse	13
1.5	Organisation de la thèse	15
1.6	Références	15

1.1 Le phénomène de cavitation

Ce travail de thèse consiste à présenter les différentes dynamiques gazeuses que l'on peut rencontrer dans des écoulements visqueux et cherche à faire des corrélations avec les écoulements turbulents en eau plus classiques. Les expériences qui vous seront décrites ont été réalisées au sein du Laboratoire DynFluid, en cotutelle entre l'École Nationale des Arts et Métiers de Paris et le CNAM. Il apparaît nécessaire d'introduire succinctement le phénomène de cavitation, avec sa littérature et ses applications, tout d'abord pour l'eau qui est le fluide majoritairement étudié pour ensuite se focaliser sur la cavitation dans des huiles visqueuses qui présentent des spécificités intéressantes.

1.1.1 Définition de la cavitation

Un corps peut se présenter sous trois états : solide, liquide ou vapeur. Ces trois phases d'un même corps peuvent être représentées sous la forme d'un diagramme de phases qui permet d'accéder aux gammes de pression et de températures pour lesquelles le corps est dans un certain état plutôt qu'un autre. Le diagramme de l'eau est représenté en exemple dans la figure 1.1. La vaporisation, c'est à dire le passage d'une phase liquide à une phase gazeuse d'un corps, peut être générée par deux processus : l'ébullition ou bien la cavitation. L'ébullition se produit en augmentant la température pour une pression constante, phénomène que l'on observe très régulièrement pour l'eau qui se met à bouillir à pression atmosphérique pour une température de 100 °C.

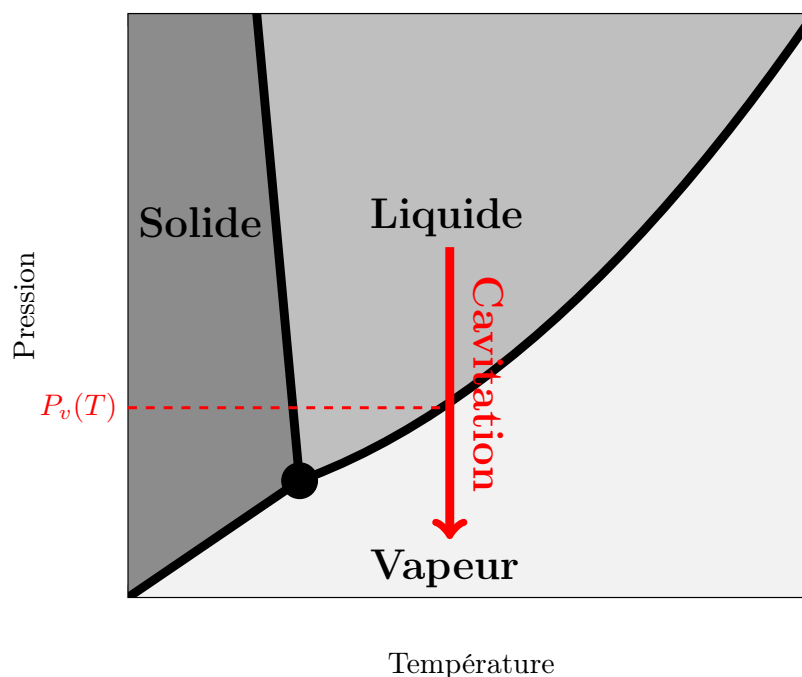


FIGURE 1.1 – Diagramme de phase d'un corps (eau). La cavitation est obtenue quand la pression est abaissée en dessous de la pression de vapeur saturante P_v associée à une température T . Le fluide initialement à l'état liquide se vaporise.

La cavitation est quant à elle obtenue quand la pression dans un liquide est abaissée en dessous de la pression de vapeur saturante P_v , tout en gardant une température quasi-constante. La transition du liquide vers la phase vapeur, indiquée par la flèche rouge dans

la figure 1.1, est alors réalisée. Dans l'eau, la pression de vapeur saturante à 25 °C pour laquelle l'eau liquide se vaporise est $P_v \approx 3200 \text{ Pa}$.

La cavitation, contrairement à l'ébullition, présente généralement un caractère transitoire et érosif. La vaporisation, la plupart du temps générée dans de petites zones de fortes dépressions, est souvent suivie par la condensation très rapide des bulles de vapeur récemment générées quand elle subissent de plus fortes pressions. Il peut en résulter des implosions de bulles générant des ondes de choc et de l'érosion. Ce genre de phénomène est susceptible d'apparaître dans différents types d'écoulements liquides, généralement dans l'eau, où de très basses pressions peuvent être observées.

1.1.2 Applications de la cavitation

La cavitation est un phénomène qui apparaît généralement dans des conditions extrêmes, très rarement rencontrées dans la nature. On peut retrouver des phénomènes de cavitation dans certains arbres qui utilisent la différence de pression comme moyen de transport de la sève. En conditions normales, les arbres sont très peu exposés à la cavitation. Cependant, COCHARD [2006] nous indique que dans des conditions extrêmes, comme le gel de la sève ou bien le manque d'eau dû à une sécheresse, un arbre peut générer des pressions assez basses pour provoquer la cavitation de l'eau qui le compose. Les conditions de très basses pressions nécessaires à la cavitation peuvent être également rencontrées dans les articulations des doigts [KAWCHUK et al., 2015] ou entre les pattes de la squille multicolore [PATEK et CALDWELL, 1953], une crevette qui peut générer une bulle de cavitation grâce aux mouvements extrêmement rapides de ses pattes.

Même si son étude s'ouvre depuis quelques décennies au domaine médical [GAO et al., 2016; GOGATE et KABADI, 2009; MAEDA et al., 2018], la cavitation est traditionnellement étudiée pour des écoulements industriels, que ce soit en turbomachinerie, dans des pompes et des inducteurs [BRENNEN, 2016; LUO et al., 2016] ou dans le domaine naval avec les hélices [CARLTON, 2012]. Dans ces domaines l'effet corrosif de l'implosion des bulles de vapeur, qui peut nuire aux performances, est souvent mis en avant pour justifier l'étude des phénomènes cavitants [SREEDHAR et al., 2017]. Dans ce contexte, plusieurs ouvrages scientifiques [ARNDT, 1981; BRENNEN, 1995, 2005; FRANC et MICHEL, 2006] se sont attachés à décrire et expliquer le phénomène de cavitation qui peut apparaître dans plusieurs circonstances :

- Dans un liquide au repos soumis à des fluctuations acoustiques, causées par exemple par des ultrasons [GAO et al., 2016] ou des lasers [LAUTERBORN et VOGEL, 2013];
- Dans un écoulement autour d'obstacles à grande vitesse engendrant des zones de dépressions : **venturis**, profils hydrodynamiques, cylindres, sphères...
- Dans des écoulements avec de forts cisaillements : **couches cisillées, sillages d'obstacles...**;
- ...

Certaines de ces applications industrielles de la cavitation sont illustrées en figure 1.2. L'apparition de la cavitation consiste en une rupture du milieu continu qu'est le liquide due à des contraintes excessives, souvent caractérisée par la condition $P < P_v$. Cette rupture peut également être favorisée par la présence de gaz qui déstabilise le milieu et permet d'amorcer la cavitation. En se développant au contact de l'écoulement, les bulles de gaz, ou germes de cavitation, peuvent engendrer différentes sortes de cavitation.

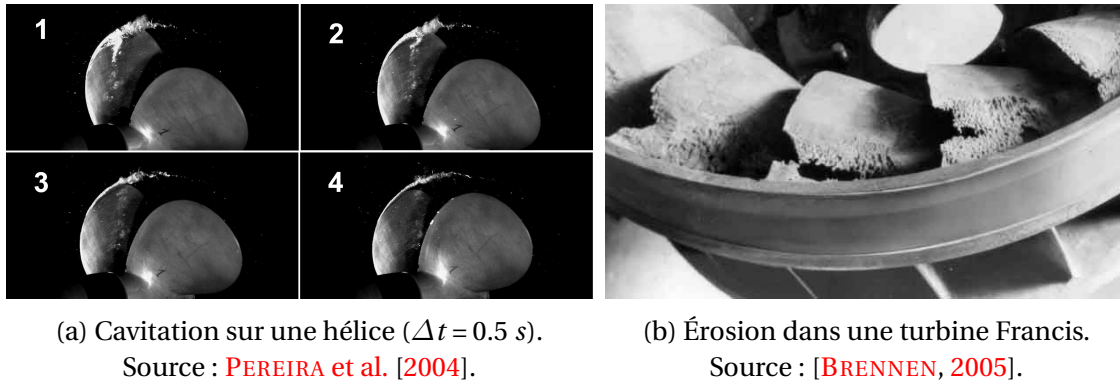


FIGURE 1.2 – Applications industrielles de la cavitation.

1.2 Différentes formes de cavitation hydrodynamique

La vaporisation d'un liquide engendrée par un écoulement générant de fortes dépressions est usuellement appelée **cavitation hydrodynamique**. Cette forme de cavitation est classifiée de différentes façons suivant les auteurs. FRANC et MICHEL [2006] proposent de diviser la cavitation hydrodynamique en trois catégories :

- La cavitation à bulles séparées.
- La cavitation à poches, usuellement appelée cavitation partielle.
- La cavitation de tourbillons.

GUENNOUN [2006] rajoute les notions d'attachement aux parois et de convection par l'écoulement que peuvent présenter les poches de cavitation et les tourbillons cavitants. Ces différentes formes de cavitation hydrodynamique peuvent se produire simultanément dans un écoulement. Un exemple de cavitation autour d'une sphère est présenté en figure 1.3 avec des poches attachées et des nuages de bulles, caractéristiques de la cavitation partielle, ainsi que la cavitation d'un tourbillon dans le sillage de la sphère.

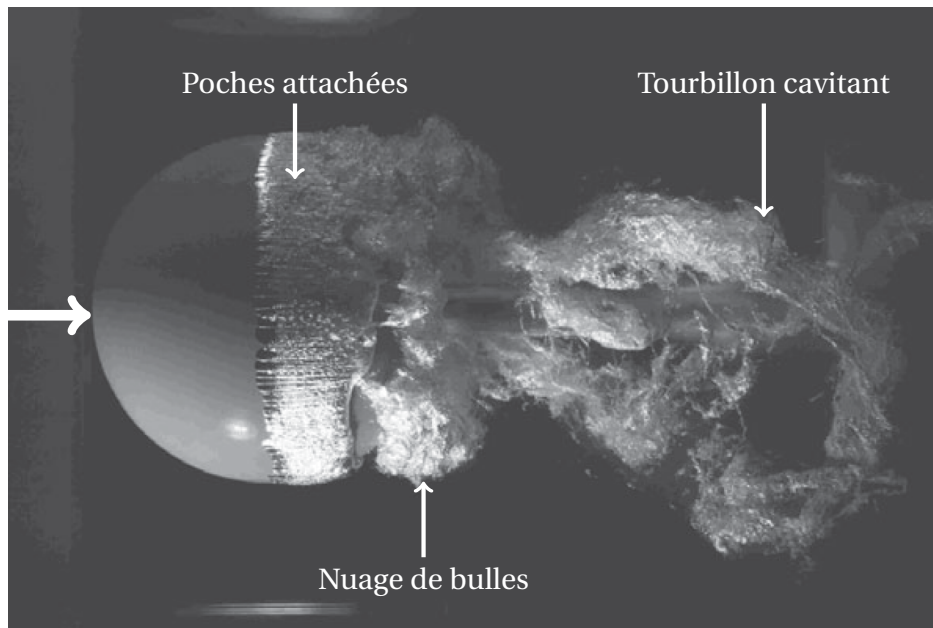


FIGURE 1.3 – Cavitation derrière une sphère ($Re = 1.5 \times 10^6$ et $\sigma = 0.8$). L'écoulement va de gauche à droite. Source : BRANDNER et al. [2010].

1.2.1 Cavitation à bulles séparées

La cavitation à bulles séparées (ou convectées) se produit avec l'interaction de germes de cavitation et une zone de forte dépression. GUENNOUN [2006] observe ce type de cavitation, illustré en figure 1.4, sur un profil hydrodynamique 2D présentant une faible incidence. Dans ce cas les bulles, générées au niveau du bord d'attaque où la pression est faible, sont convectées par l'écoulement et implosent quand elles rencontrent un gradient de pression adverse. Le phénomène se produit de façon cyclique avec une fréquence supérieure à 1000 Hz.



FIGURE 1.4 – Cavitation à bulles générée le long d'un profil 2D Naca009 ($V = 14 \text{ m.s}^{-1}$; $\alpha = 1.5^\circ$; $\sigma = 0.3$). L'écoulement va de gauche à droite. Source : GUENNOUN [2006].

1.2.2 Cavitation à poche attachée

La cavitation à poche peut être générée dans un écoulement à grande vitesse rencontrant un obstacle. L'accélération générée au voisinage du bord d'attaque de l'obstacle (Venturi, profil, ...) engendre une zone de dépression dans laquelle le liquide peut se vaporiser si sa pression de vapeur saturante est atteinte, entraînant alors la formation d'une poche de vapeur dite attachée. Lorsque la poche est peu développée, c'est à dire que son extrémité n'atteint pas le bord de fuite de l'obstacle, on dit de la cavitation qu'elle est *partielle* alors qu'au contraire, si elle s'est développée au delà du bord de fuite, on parle alors de *supercavitation*. Le développement des poches attachées de cavitation, et leurs interactions avec l'écoulement, engendrent des phénomènes hautement instationnaires de lâchers de nuages de cavitation et d'implosions de bulles qui seront développés dans le chapitre 6 pour faciliter la compréhension. Nous nous concentrons alors sur les différents types de poches de cavitation attachées, stables et n'entraînant pas de lâchers de nuages de cavitation, que l'on pourrait observer.

Les différents types de poches de cavitation attachées ont été détaillées par VAN RIJSBERGEN [2016] qui en différencie trois sortes : les poches "spot", "bande" et "patch".

Poche "spot"

GUENNOUN [2006] observe dans ses travaux de thèse des poches de type "spot" le long d'un profil hydrodynamique (figure 1.5). Dans son cas, ce type de poche est obtenu pour un profil rugueux présentant une faible incidence avec des vitesses d'écoulements modérément élevées ($5 < V < 15 \text{ m.s}^{-1}$).

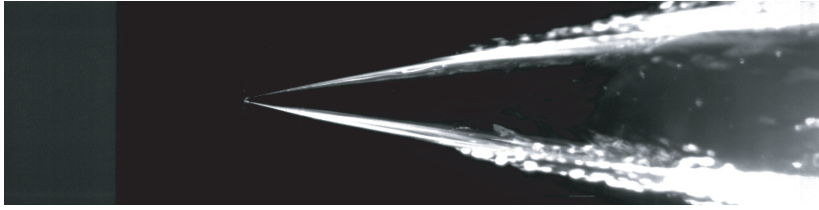
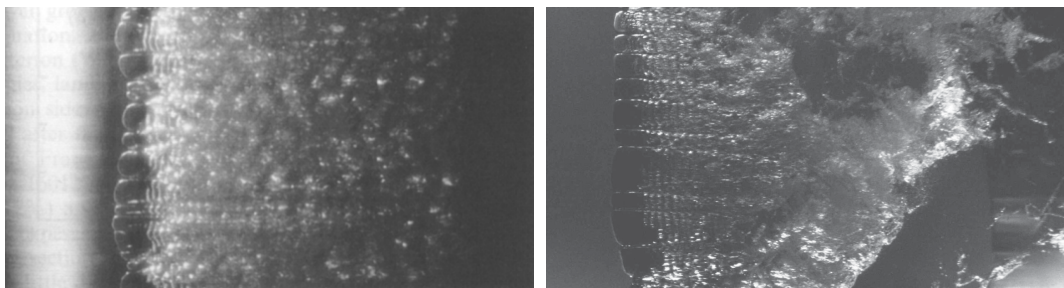


FIGURE 1.5 – Poche attachée de cavitation de type “spot” générée le long d’un profil 2D Naca009 ($V = 14 \text{ m.s}^{-1}$; $\alpha = 1.5^\circ$; $\sigma = 0.3$). L’écoulement va de gauche à droite. Source : [GUENNOUN \[2006\]](#).

Ce type de poche est obtenu avec la nucléation de surface générée dans un “spot”, c’est à dire dans une micro-fissure de la rugosité. Tout comme la cavitation à bulles séparées (§ 1.2.1), la poche “spot” se forme par l’allongement d’une seule bulle ou bien avec la coalescence de plusieurs bulles générées au niveau de la rugosité. Récemment [GROSS et PELZ \[2017\]](#) ont proposé un mécanisme pour expliquer la génération à haute fréquence de ces bulles et poches de gaz : la diffusion de gaz dissout à l’interface d’une bulle présente dans un “spot” génère son grossissement et finalement le détachement d’une partie de cette bulle, convectée par l’écoulement. Ce processus sera plus amplement détaillé dans la suite de la thèse (§1.4).

Poche “bande”

Les poches “bandes”, aussi appelées poches “à doigts” du fait de leurs formes, se retrouvent dans des couches limites décollées qui assurent l’équilibre des poches et les protègent de l’écoulement incident. La forme de ces poches en forme de doigts est due à des structures en “divots” [[BRANDNER et al., 2010](#); [TASSIN LEGER et al., 1998](#)], que l’on pourrait traduire en français par “mottes de gazon”, qui sont générées par des ruptures locales de la couche limite séparée. Deux exemples de ces poches attachées sont exposées dans la figure 1.6 pour deux types d’obstacles différents, un foil pour [LI et CECCIO \[1996\]](#) et une sphère pour [BRANDNER et al. \[2010\]](#).



(a) Cavitation attachée sur un hydrofoil.

Source : [LI et CECCIO \[1996\]](#).

(b) Cavitation attachée sur une sphère.

Source : [BRANDNER et al. \[2010\]](#).

FIGURE 1.6 – Poches “bandes” observées sur deux géométries différentes.

Comme l’explique [GUENNOUN \[2006\]](#), ce type de poche peut être généré dans le cas d’hydrofoil présentant une surface poli-miroir, c’est-à-dire sans rugosité, et pour de faibles vitesses permettant la présence de zones de décollements dans la couche limite laminaire. Les poches se forment quand un germe libre est capturé par la région décollée et s’attache à la paroi sans être entraîné par l’écoulement. Ce type de cavitation sera développé en détail dans la section 1.3.1.

Cavitation par “patch”

La cavitation dite par “patch” diffère des autres types de cavitation attachée précédemment introduits : les “patches” sont attachés à une bulle contrairement aux poches “spots” et “bandes” qui sont, quant à elles, attachées aux parois d’un obstacle. Ce type de cavitation, observé par **LI et CECCIO [1996]**, est illustré dans la figure 1.7 avec la génération de deux structures de vapeur dans le sillage d’une bulle incidente (à gauche).

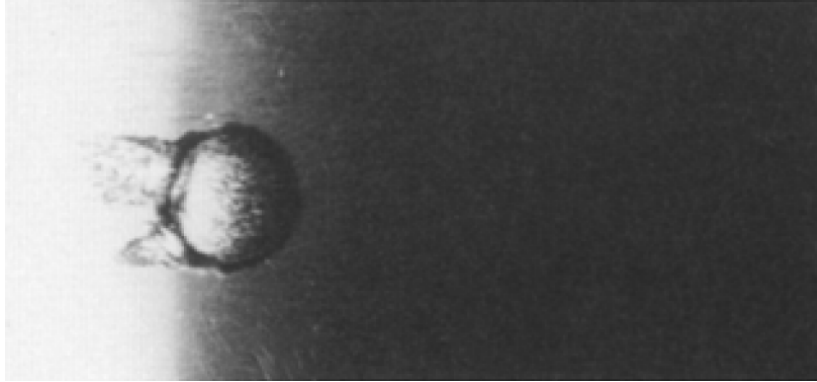
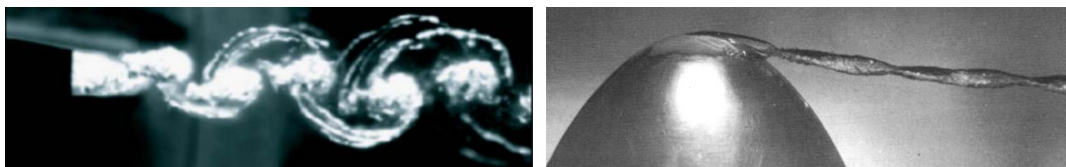


FIGURE 1.7 – Poche attachée de cavitation de type “patch” générée sur un profil Naca 63₁A012 autour d’une bulle. L’écoulement va de gauche à droite. Source : **LI et CECCIO [1996]**.

La cavitation par “patch” apparaît dans un écoulement avec l’interaction entre une bulle incidente et une couche limite laminaire instable. Dans le sillage de la bulle se produit la transition à la turbulence de deux régions (dans le sens de la largeur) qui présentent alors des pressions très basses pouvant entraîner la cavitation. On obtient alors deux “queues” qui se développent et restent attachées dans le sillage de la bulle (figure 1.7) alors qu’elle continue à avancer dans l’écoulement. Finalement, le “patch” se détache de la bulle et reste dans l’écoulement.

1.2.3 Cavitation de tourbillons

De la vaporisation peut être également générée au cœur de tourbillons, où la vorticit   peut   tre tr  s importante et la pression tr  s faible. Le ph  nom  ne de cavitation est alors susceptible de rendre visibles les structures tourbillonnaires de l’  coulement.



(a) Tourbillons de Von K  rman en aval d’un profil Naca0009 ($V = 12 \text{ m.s}^{-1}$; $\sigma = 0.7$). Source : **AUSONI et al. [2007]**.
 (b) Tourbillon marginal en bout d’un profil Naca 662 – 415 ($Re = 5.3 \times 10^5$; $\sigma = 0.58$; $\alpha = 9.5^\circ$). Source : **[ARNDT et al., 1991]**.

FIGURE 1.8 – Cavitation de tourbillons.

Deux exemples de ces structures sont donn  s dans la figure 1.8 pour deux applications distinctes. La figure 1.8a montre la vaporisation de tourbillons de *Von K  rman* qui se d  veloppent alternativement en aval d’un hydrofoil et sont ensuite convect  s par l’  coulement [**AUSONI et al., 2007**]. Dans la figure 1.8b, il est possible de voir un tourbillon mar-

ginal qui s’attache au bout d’un profil hydrodynamique et reste stable, même en aval de l’obstacle [ARNDT et al., 1991].

D’autres types de tourbillons sont susceptibles de caviter dans des écoulements soumis à des pressions assez faibles comme par exemple les tourbillons que l’on peut rencontrer dans des couches limites turbulentes : lambda, en épingle à cheveux, ...

1.3 Mise en contexte de l’étude

Dans cette thèse la cavitation hydrodynamique est observée dans des écoulements d’huiles visqueuses autour d’une géométrie Venturi provoquant des zones de dépressions ainsi que des décollements laminaires. Des poches de cavitation attachées sont observées au niveau des décollements où elles trouvent un environnement propice pour s’établir. Ce genre de conditions se retrouvent habituellement dans des écoulement turbulents d’eau présentant un bulbe de décollement laminaire.

1.3.1 Cavitation dans un bulbe de décollement laminaire

Dans des écoulements laminaires, des décollements de la couche limites laminaires peuvent apparaître en présence de forts gradients de pressions adverses [DOVGAL et al., 1994]. Dans les écoulements turbulents, une transition laminaire/turbulent peut se produire à l’arrière d’une couche limite laminaire décollée formant alors, dans le cas où l’écoulement turbulent se rattache par la suite à une paroi, un **bulbe de décollement laminaire** considéré comme “court” [GASTER, 1992]. Dans le cas où l’écoulement turbulent ne réussit pas à se rattacher immédiatement à une paroi, on dit que le bulbe de décollement “éclate” et transitionne en bulbe “long” [MARXEN et HENNINGSON, 2011] (cf chapitre 6).

ARAKERI [1975] et FRANC et MICHEL [1985] introduisent le phénomène de cavitation dans des bulbes de décollements laminaires courts et proposent que dans ces structures la cavitation puisse apparaître légèrement en aval d’un point de séparation lorsqu’un germe présent dans l’écoulement (micro-bulle) se retrouve dans la couche séparée où il y a une recirculation du liquide. Le germe peut alors grossir et se développer sans être entraîné par l’écoulement formant alors une **poche attachée** comme la poche “bande” précédemment introduite dans la section 1.2.2. Ce type de cavitation attachée a été observé à de multiples reprises dans des écoulements turbulents présentant des décollements laminaires sur des surfaces lisses, que ce soit sur des pales d’hélices avec KUIPER [1981], le long d’obstacles axi-symétriques [ARAKERI, 1973; PARKIN et KERMEEN, 1953] ou plus récemment GUENNOUN [2006] sur des hydrofoils ou bien BRANDNER et al. [2010] autour d’une sphère. Ces poches attachées, stabilisées par la présence du décollement, sont souvent associées dans un premier temps à la forme “stationnaire” de la cavitation partielle (appelée en anglais “**sheet cavitation**”) et sont souvent caractérisées par la vaporisation de tourbillons dans leurs sillages [FRANC et MICHEL, 2006]. En modifiant les conditions de l’écoulement (en augmentant la vitesse ou en diminuant la pression) les poches vont se développer jusqu’à ce que l’on obtienne une transition vers un régime instationnaire de **cavitation à nuages** [PELZ et al., 2017] où les phénomènes de jets ré-entrants [CALLENAERE et al., 2001] et d’ondes de choc de condensation [GANESH et al., 2016] peuvent apparaître de façon périodique. Ce régime, visible dans la figure 1.3, sera plus amplement détaillé dans le chapitre 6.

Par ailleurs, on peut noter l'influence d'un autre phénomène sur l'attachement et le développement de poches "bandes" de vapeur dans les bulbes de décollement laminaires : le **dégazage**. **BRIANÇON-MARJOLLET et al. [1990]** regardent l'effet de l'injection d'une grande quantité de bulles d'air sur une poche de cavitation attachée à un hydrofoil. Ils observent que la présence des bulles modifie la forme de la cavitation qui, de cavitation à poches se transforme alors en cavitation à bulles séparées. Ce changement est imputé à la présence des bulles qui empêche la stabilisation d'un bulbe de décollement laminaire en modifiant les gradients de pressions adverses.

VENNING et al. [2018] ajoutent qu'une forte population de micro-bulles d'air pouvant être générées par du dégazage est susceptible, en plus d'impacter la forme de cavitation, de modifier les mécanismes de lâchers de nuages de cavitation associés en cavitation partielle.

1.3.2 Effets du dégazage sur la cavitation

On parle de qualité d'un liquide quand l'on s'intéresse au taux de gaz (air) dissout et à la population de bulles dans un liquide. Ce paramètre, qui peut se révéler particulièrement important dans l'apparition et le développement de la cavitation dans un écoulement, a été largement étudié dans la littérature [**BRENNEN, 2005; FRANC et MICHEL, 2006**].

Classiquement, un décalage peut être observé entre l'apparition de la cavitation et sa disparition dans un écoulement [**HOLL et TREASTER, 1966**] en fonction de la qualité du liquide utilisé. **KODAMA et al. [1981]** précisent que l'apparition de poches attachées dans un décollement laminaire est particulièrement dépendante de l'ensemencement de bulles d'air (ici d'hydrogène) dans l'écoulement. Pour un nombre de Reynolds donné, l'apparition d'une poche de cavitation dans un écoulement très peu ensemencé se révèle être particulièrement dispersée entre deux nombres de cavitation limites :

- Une limite basse d'apparition notée σ_i .
- Une limite haute σ_d correspondant également à la disparition de la cavitation de l'écoulement.

On parle alors d'**hystérésis** dans l'apparition de la cavitation [**HOLL et TREASTER, 1966**].

Cependant, dans un écoulement contenant une très forte population de bulles, la dispersion d'apparition de la cavitation est extrêmement réduite se limitant alors à la limite haute de disparition σ_d .

Outre la population de bulles de gaz, la concentration de gaz dissout et la nature de celui-ci peuvent jouer un rôle important dans l'apparition de la cavitation. **LI et al. [2017]** montrent ainsi que l'émergence de la cavitation est facilitée par de grandes concentrations de gaz. Ils proposent d'expliquer ce phénomène par la diminution de l'énergie libre nécessaire pour engendrer la nucléation lorsque l'on augmente le taux de gaz dissout. Ils observent également que la cavitation apparait plus facilement en présence d'oxygène dissout que d'hydrogène, révélant l'importance de la nature des gaz dans les dynamiques de cavitation.

AMINI et al. [2018] remarquent, quant à eux, une forte hystérésis entre l'apparition et la disparition d'un tourbillon marginal cavitant au bout d'un hydrofoil elliptique. Ils proposent que cette hystérésis est causée par l'excès d'air dans un écoulement supersaturé qui se diffuse dans la poche de cavitation à plus haute pression, remplaçant alors la vapeur initialement présente. Il en résulte que la vaporisation du tourbillon marginal, qui

apparaît à très basse pression ($P \approx P_v$), peut persister et ne finir par disparaître qu'à de très hautes pressions, de l'ordre de la pression atmosphérique, correspondant à la pression de saturation du liquide. De plus, leurs mesures semblent indiquer qu'un décollement laminaire, proche de l'extrémité de l'hydrofoil, favorise le processus de dégazage à l'origine de ce phénomène.

La concentration de gaz dissout et de bulles d'air peut en outre être particulièrement important dans les écoulements d'huiles visqueuses [PETERS et HONZA, 2014]. ISHIHARA et al. [1979] dénotent le même type d'hystérésis sur l'apparition et la disparition de la cavitation dans une huile visqueuse ($\nu = 33 \text{ cSt}$) que celles observées dans la littérature concernant les écoulements d'eau que nous venons de présenter. Ils différencient également deux types de phénomènes :

- La cavitation gazeuse, aussi appelée pseudo-cavitation, qui correspond au **dégazage** d'un gaz dissout dans l'huile, la plupart du temps l'air, sous la forme de bulles.
- La cavitation dite vapeur, correspondant au phénomène de **cavitation** classiquement défini dans le chapitre 1.1.1.

En présence de grandes concentrations d'air dissout dans l'huile, ils observent que le phénomène de cavitation apparaît à la suite de celui de dégazage et que les deux phénomènes apparaissent pour des pressions plus grandes en présence d'instabilités d'écoulement.

En résumé l'apparition et le développement de la cavitation hydrodynamique semblent être dépendants de la présence de bulles de gaz et du taux de gaz dissout dans un écoulement. Ces paramètres sont liés au phénomène de dégazage particulièrement important dans les écoulements d'huiles visqueuses.

1.3.3 Problématiques de la thèse

Comme nous avons pu le voir le long de ce chapitre, un écoulement liquide peut présenter différents types de dynamiques gazeuses :

- Avec le **dégazage** de gaz dit non-condensable (air) dissout qui peut générer une grande quantité de bulles d'air dans l'écoulement pour de hautes pressions.
- Avec la **cavitation** qui entraîne la vaporisation du liquide à très basses pressions, la pression de vapeur saturante étant souvent très faible devant la référence qu'est la pression atmosphérique.

Ces deux types de dynamiques peuvent d'autant plus se révéler à un expérimentateur si l'écoulement présente des décollements laminaires (§1.3.1) permettant le développement et la stabilisation de poches attachées que ce soit d'air ou de vapeur.

Pour étudier le dégazage et la cavitation dans des écoulements présentant des décollements laminaires nous avons fait le choix d'utiliser dans cette thèse deux types d'huiles silicones visqueuses 47V50 et 47V100, de viscosités cinématiques ν respectivement estimées à 49.4 et 101.2 cSt à 25°C (§2.2). Ces huiles, mises en circulation dans un banc d'essais détaillé dans la section 2.1, sont injectées dans une *géométrie Venturi lisse* c'est-à-dire sans rugosité. Ce type de géométrie consiste en une réduction de section capable de générer de fortes accélérations dans l'écoulement, entraînant des zones de dépressions, des gradients de pressions adverses et des forts cisaillements propices aux décollements de

couches limites laminaires, au dégazage et à la cavitation. L'utilisation dans notre étude de ces deux huiles silicones placées dans ces conditions d'écoulement peut être justifiée par plusieurs points :

- Les huiles peuvent contenir une grande quantité d'air dissout, la solubilité de l'air dans l'huile 47V50 est, d'après les données fournisseur, de 19 Vol. – % à 25°C et à pression atmosphérique soit dix fois plus que dans l'eau. Un écoulement de ce type d'huiles sera donc particulièrement propice au dégazage.
- À cause de leurs grandes viscosités, les écoulements d'huiles peuvent être soumis à des cisaillements importants pouvant générer de grands décollements de couches limites laminaires particulièrement favorables pour l'attachement de poches d'air ou de vapeur d'huile.
- Les huiles visqueuses offrent l'avantage d'explorer, dans un premier temps pour des vitesses peu élevées, des écoulements purement laminaires et ainsi pouvoir observer l'interaction entre dégazage, cavitation et bulbe de décollement laminaire (§ 1.3.1) à une échelle plus importante que dans l'eau avec des écoulements turbulents.
- L'utilisation des deux huiles permet également d'explorer une gamme de nombre de Reynolds plus élevée et ainsi de regarder l'influence de ce paramètre sur l'écoulement multiphasique. La comparaison des résultats obtenus avec ces deux huiles peut aussi permettre de regarder l'influence de la viscosité sur les différentes dynamiques.

L'écoulement d'huiles visqueuses dans une géométrie Venturi sans rugosité apparaît comme un bon moyen d'étudier la cavitation dans les bulbes de décollements laminaires que l'on peut habituellement voir dans l'eau (§ 1.6). Les huiles visqueuses ont également l'avantage de faire ressortir l'impact du dégazage sur ce type d'écoulements de par leurs fortes appétences pour l'air. Enfin, en faisant varier les paramètres de l'écoulement visqueux on peut s'intéresser aux différentes transitions qui peuvent se mettre en place :

- Transition entre dégazage ($P \gg P_v$) et cavitation ($P \approx P_v$).
- Transition de la couche limite laminaire en couche limite turbulente.
- Transition entre bulbes de décollement laminaire "court" et "long".
- ...

Nous pouvons alors ressortir les principales problématiques de la thèse qui peuvent être résumées comme suit :

“Quelles dynamiques, de dégazage et de cavitation, trouve-t-on dans des couches limites laminaires décollées? Que se passe-t-il quand on passe d'un écoulement principalement gouverné par le dégazage (air) à haute pression à un écoulement cavitant (vapeur d'huile) à basse pression? Quel est l'impact d'un changement de régime d'écoulement sur les différentes dynamiques multiphasiques?”

Pour répondre à ces problématiques, nous commençons par préciser les spécificités des écoulements d'huiles déjà introduites par le biais d'un court état de l'art sur les dynamiques multiphasiques dans les huiles visqueuses et finalement, nous présenterons le plan de la thèse qui s'articule autour de ces questions.

1.4 Cavitation et dégazage dans les huiles visqueuses

La plupart des études précédemment citées, représentant la grande majorité de la littérature sur le sujet de la cavitation et plus précisément des poches de cavitation attachées, ont été réalisées pour des écoulements turbulents avec de l'eau. Cependant, comme nous venons de le voir, il semble intéressant de s'intéresser à ces poches attachées dans d'autres types d'écoulements comme les écoulements d'huiles visqueuses qui permettent de révéler la présence de dynamiques aussi bien liées à la cavitation qu'au dégazage d'air [ISHIHARA et al., 1979].

1.4.1 Dégazage dans les huiles visqueuses

Le dégazage de gaz non-condensable (air) dissout dans un système, dont les mécanismes sont détaillés dans la section 4.2, entraîne l'apparition d'une grande quantité de bulles d'air pour des pressions élevées bien supérieures à la pression de vapeur saturante du liquide [BATTISTONI et al., 2015].

Si dans l'eau la solubilité de l'air, c'est à dire la quantité maximale d'un soluté (air) à se dissoudre dans un solvant (eau), reste assez faible les huiles visqueuses présentent, quant à elles, des solubilités assez élevées. Dans les études sur le dégazage, la solubilité d'un liquide s'exprime généralement avec le coefficient de Bunsen, représentant le rapport du volume maximal de gaz soluble dans un volume de liquide. Ce coefficient, exprimé en pourcentage de volume, est pour l'eau estimé à $s_{air/eau} \simeq 1.9 \text{ Vol.} - \%$ pour $P = 1 \text{ atm}$ et $T = 25^\circ\text{C}$. FREUDIGMANN et al. [2017] rappellent alors que les coefficients de Bunsen typiques de l'air dans les huiles minérales aux mêmes conditions peuvent aller de 7 à 12 $\text{Vol.} - \%$ et PETERS et HONZA [2014] trouvent même un coefficient de 16.8 $\text{Vol.} - \%$ pour une huile silicone de viscosité $\nu = 100 \text{ cSt}$ similaire à l'une des deux huiles que nous avons utilisées au cours de cette thèse. L'autre huile que nous avons étudiée, l'huile silicone 47V50, présente même une solubilité de 19 $\text{Vol.} - \%$ à $P = 1 \text{ atm}$ et $T = 25^\circ\text{C}$ soit dix fois plus que pour l'eau dans les mêmes conditions. Les solubilités sont ici données en pourcentage de volume pour pouvoir avoir une idée de la place que l'air peut prendre dans un circuit après un dégazage brutal comme celui observé par [IBEN et al., 2015] dans une huile minérale où 30% du gaz dissout a été dégazé sous la forme de bulles en moins de 0.13 secondes.

Les écoulements d'huiles visqueuses sont donc beaucoup plus susceptibles de subir le dégazage avec l'émergence d'une très grande quantité de bulles d'air mais également d'expérimenter d'importants décollements du fait de leurs viscosités élevées qui induisent de grands cisaillements. Par les même mécanismes introduits dans la section 1.3.1 pour les poches de cavitation attachées, le dégazage peut alors conduire à l'attachement de *poches d'air* dans les zones de recirculations décollées. Le dégazage peut alors avoir une influence sur la topologie de l'écoulement avec la présence de bulles d'air attachées [CROCI et al., 2018] en plus d'augmenter la concentration de bulles qui peuvent se maintenir très longtemps dans l'écoulement même pour des hautes pressions à cause de la grande échelle de temps nécessaire pour que ces bulles puissent se dissoudre à nouveau dans le liquide [EPSTEIN et PLESSET, 1950].

1.4.2 Cavitation dans les huiles visqueuses

Contrairement au dégazage qui entraîne la formation de bulles qui peuvent rester stables pour une grande gamme de pressions et pour des temps très longs (de plusieurs secondes voire minutes), la cavitation est quant à elle un phénomène très soudain et éphémère, les structures cavitantes pouvant se recondenser dès que la pression de vapeur saturante est dépassée en moins d'une milliseconde.

La cavitation dans les huiles visqueuses a fait l'objet de très peu d'études et l'on peut principalement citer une série de papiers de WASHIO et al. [2009, 2002, 2001, 2008, 2003] qui, pour des huiles minérales de viscosités cinématiques allant de 45 à 125 cSt , se sont concentrés sur l'observation de l'apparition de la cavitation avec une très grande fréquence d'acquisition allant jusqu'à 10^6 images par seconde. Contrairement à l'apparition de la cavitation habituellement évoquée pour l'eau [BRENNEN, 2005], où il est admis que la cavitation est générée par une micro-bulle qui se remplit de vapeur quand elle subit une pression inférieure à la pression de vapeur saturante du liquide, WASHIO et al. [2009] proposent un autre mécanisme d'apparition qui n'implique pas la présence d'une bulle comme catalyseur de la cavitation. Pour eux la cavitation peut, dans l'huile, aussi bien être générée près d'un point de séparation de l'écoulement au niveau d'une paroi où le liquide subit de grands efforts et, à partir d'un certain seuil, une micro-cavité peut alors être créée entre le liquide et la paroi où une bulle de vapeur peut se développer. Que ce soit sur un cylindre lisse [WASHIO et al., 2008, 2003] ou bien dans une soupape [WASHIO et al., 2009] des bulles de cavitation peuvent être générées au niveau d'un point de séparation et une poche peut se développer dans la région décollée.

Il est finalement important de noter qu'entre le dégazage qui peut apparaître à haute pression et la cavitation qui se produit pour de très basses pressions, il peut y avoir une interaction voir une transition. Ainsi des poches d'air attachées, générées à haute pression avec le dégazage peuvent très bien se remplir progressivement de vapeur en se rapprochant de la pression de vapeur saturante du liquide et finalement former des poches attachées de cavitation [KOIVULA, 2000].

1.4.3 Aperçu des résultats de la thèse

Dans notre étude, différentes dynamiques multiphasiques peuvent être observées dans des écoulements décollés laminaires ou à la transition à la turbulence. Les figures 1.9 et 1.10 représentent des exemples caractéristiques d'écoulements multiphasiques observés respectivement pour les huiles silicones 47V100 et 47V50. Dans les deux exemples, plusieurs types de poches et de bulles attachées peuvent être observés au niveau des décollements laminaires entraînant des zones de recirculation illustrées par les flèches bleues et rouges dans la vue de côté *a*) de la figure 1.9. On retrouve dans le premier décollement situé dans le sillage du Venturi ($X^* > 0$; $Z^* < 0$) les poches "bandes" ($X^* \approx 0$; $Y^* = 0$; $Z^* = 0$), définies dans la section 1.2.2, mais également des poches dites "têtards" produites par dégazage et/ou cavitation et attachées au niveau des parois latérales de la veine d'essais ($X^* \approx 0$; $Y^* = \pm 0.5$; $Z^* = 0$). Dans le second décollement, situé sur la paroi supérieure de la veine ($Z^* = 1$), des bulles se retrouvent également attachées au niveau de chaque paroi latérale ($Y^* = \pm 0.5$)¹. Ces différents types de bulles de gaz seront développés en détail ultérieurement dans le chapitre 4.

1. Les dimensions sont normalisées avec la hauteur au niveau du col du Venturi h_{col}

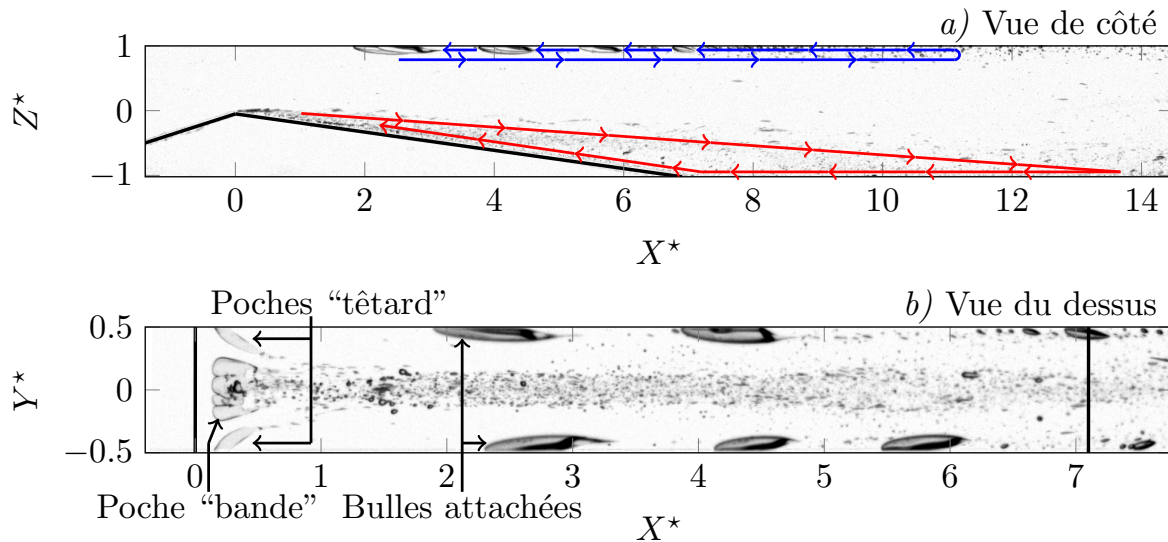


FIGURE 1.9 – Exemple de cavitation observée dans un écoulement d’huile 47V100 pour $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$. Sur la vue de côté *a)* un premier décollement au niveau du Venturi est indiqué avec les flèches rouges alors qu’un deuxième décollement est observé en haut de la veine d’essais avec les flèche bleues. Sur la vue du dessus *b)* des bulles se stabilisent le long des deux parois latérales dans la seconde zone de décollement. L’écoulement va de gauche à droite. Les deux lignes noires visibles à $X^* = 0$ et $X^* = 7.1$ indiquent respectivement le col et la fin de la pente du Venturi.

Les décollements laminaires semblent accueillir un grand nombre de dynamiques gazeuses. Un autre type de dynamique multiphasique peut être observé dans la figure 1.10, à savoir la cavitation de tourbillons (§1.2.3) avec la vaporisation dans un tourbillon en épingle à cheveux. Ce type de cavitation indique la transition d’un écoulement laminaire à bas nombre de Reynolds ($Re = 1201$ dans la figure 1.9), présentant de grands décollements

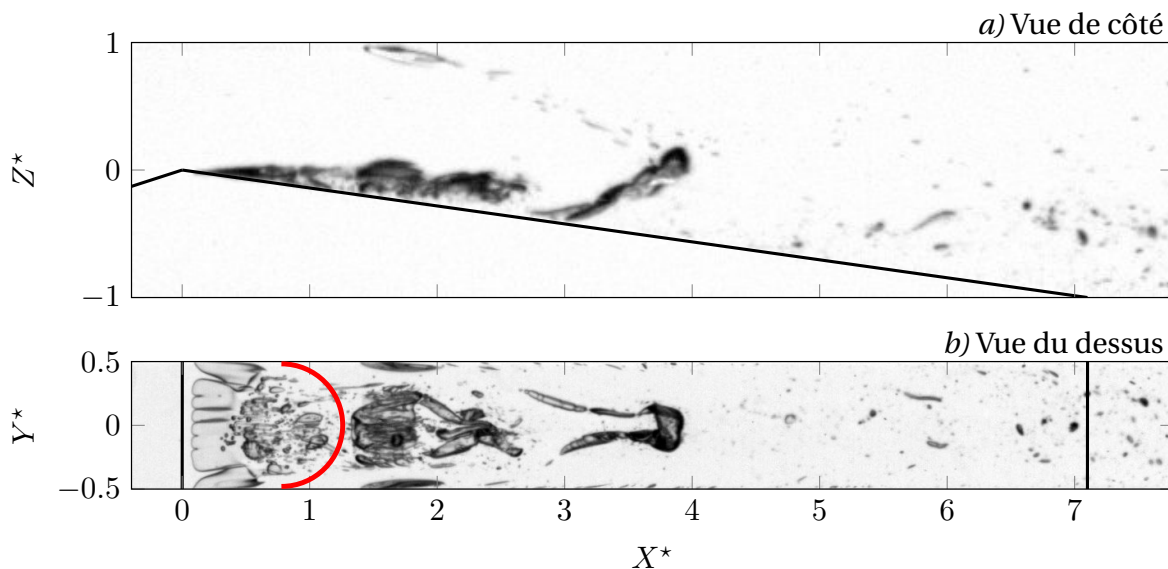


FIGURE 1.10 – Vue de côté *a)* et du dessus *b)* de la vaporisation d’un vortex en épingle à cheveux observé dans l’huile 47V50 à $Re = 2188$ et $\sigma = 4.53$. Le demi cercle rouge limite la zone de poches attachées (gauche) des tourbillons cavitant convectés par l’écoulement.

de la couche limite laminaire, vers un écoulement transitionnel laminaire/turbulent à plus hauts nombres de Reynolds ($Re = 2188$ dans la figure 1.10), où la région décollée est réduite (de $X^* = 0$ au demi-cercle rouge) à **bulbe de décollement laminaire "court"**.

1.5 Organisation de la thèse

Pour répondre aux différentes problématiques introduites dans la section 1.3.3, nous divisons notre étude suivant plusieurs étapes :

- Dans le chapitre 2 nous présentons tout d'abord les moyens expérimentaux utilisés en introduisant les géométries de l'écoulement ainsi que les caractéristiques des huiles visqueuses.
- Le chapitre 3 nous permet ensuite d'accéder à un aperçu de l'écoulement visqueux en monophasique (sans dégazage ni cavitation) grâce à des simulations numériques directes (DNS). Ces simulations nous permettent d'avoir accès à la topologie de l'écoulement laminaire avant la création de toutes formes de dynamiques gazeuses et de repérer des dynamiques particulières comme les décollements de couches limites et les gradients de pressions.
- Le chapitre 4 constitue le coeur de cette thèse, où les différentes dynamiques de dégazage et de cavitation sont détaillées et analysées en lien avec les simulations du chapitre 3 et les études introduites dans le chapitre 1. Les dynamiques multiphasiques sont comparées dans les deux huiles et différentes transitions et bifurcations sont développées.
- La question de l'émergence d'instabilités d'écoulement et de la transition à la turbulence est ensuite discutée dans le chapitre 5 en reprenant les différentes dynamiques précédemment introduites et en mettant en avant l'influence du dégazage sur ces dynamiques.
- Le chapitre 6 constitue un chapitre d'ouverture sur le développement de la cavitation partielle et la transition vers la supercavitation. Ce chapitre cherche à se rattacher à des dynamiques de poches de cavitation que l'on retrouve plus habituellement dans les écoulements turbulents en eau et qui sont la source de bruits et d'érosions pour de multiples applications industrielles.
- Pour finir, le chapitre 7 conclut notre travail en présentant les différentes dynamiques, transitions et bifurcations que nous avons pu observer dans nos écoulements. Nous proposons également des explications à ces différents phénomènes et nous livrerons les perspectives qui peuvent être envisagées à la suite de ce travail de thèse.

Il est à noter que dans cette thèse nous avons cherché à rendre les différents chapitres auto-suffisants pour simplifier au maximum notre propos. Ainsi les notions théoriques ainsi que l'état de l'art associé aux thématiques particulières à un chapitre sont développés dans ce même chapitre présentant sa propre bibliographie.

1.6 Références

AMINI, A., M. RECLARI, T. SANO et M. FARHAT. 2018, «Effect of gas content on tip vortex cavitation.», dans *10th Symposium on Cavitation*. 9

- ARAKERI, V. H. 1973, *Viscous effects in inception and development of cavitation on axisymmetric bodies.*, thèse de doctorat, California Institute of Technology, USA. 8
- ARAKERI, V. H. 1975, «Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth bodies.», *J. Fluid Mech.*, vol. 68, p. 779–799. 8
- ARNDT, R. E. A. 1981, «Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures.», *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 13, p. 273–328. 3
- ARNDT, R. E. A., V. H. ARAKERI et H. HIGUCHI. 1991, «Some observations of tip-vortex cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 229, p. 269–289. 7, 8
- AUSONI, P., M. FARHAT, X. ESCALER, E. EGUSQUIZA et F. AVELLAN. 2007, «Cavitation influence on von kármán vortex shedding and induced hydrofoil vibrations.», *J. Fluids Eng.*, vol. 129, p. 966–973. 7
- BATTISTONI, M., D. J. DUKE, A. B. SWANTEK, F. Z. TILOCCO, C. F. POWELL et S. SOM. 2015, «Effects of noncondensable gas on cavitating nozzles.», *Atomization Sprays*, vol. 25, p. 453–483. 12
- BRANDNER, P., G. J. WALKER, P. N. NIEKAMP et B. ANDERSON. 2010, «An experimental investigation of cloud cavitation about a sphere.», *J. Fluid Mech.*, vol. 656, p. 147–176. 4, 6, 8
- BRENNEN, C. E. 1995, *Cavitation and bubble dynamics.*, Oxford University Press. 3
- BRENNEN, C. E. 2005, *Fundamentals of multiphase flows.*, Cambridge University Press. 3, 4, 9, 13
- BRENNEN, C. E. 2016, «On the dynamics of a cavitating pump.», dans *Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*. 3
- BRIANÇON-MARJOLLET, M., J.-P. FRANC et J.-M. MICHEL. 1990, «Transient bubbles interacting with an attached cavity and the boundary layer.», *J. Fluid Mech.*, vol. 218, p. 355–376. 9
- CALLENAERE, M., J.-P. FRANC, J.-M. MICHEL et M. RIONDET. 2001, «The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet.», *J. Fluid Mech.*, vol. 444, p. 223–256. 8
- CARLTON, J. 2012, *Marine propellers and propulsion.*, Butterworth-Heinemann. 3
- COCHARD, H. 2006, «Cavitation in trees.», *C. R. Physique*, vol. 7, p. 1018–1026. 3
- CROCI, K., F. RAVELET, J.-C. ROBINET et A. DANLOS. 2018, «Experimental study of cavitation in laminar flow.», dans *10th Symposium on Cavitation*. 12
- DOVGAL, A., V. KOZLOV et A. MICHALKE. 1994, «Laminar boundary layer separation : Instability and associated phenomena.», *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 30, n° 1, p. 61–94. 8
- EPSTEIN, P. S. et M. S. PLESSET. 1950, «On the stability of gas bubbles in liquid-gas solutions.», *J. Chem. Phys.*, vol. 18, p. 1505–1509. 12

- FRANC, J.-P. et J.-M. MICHEL. 1985, «Attached cavitation and the boundary layer : experimental investigation and numerical treatment.», *J. Fluid Mech.*, vol. 154, p. 63–90. 8
- FRANC, J.-P. et J.-M. MICHEL. 2006, *Fundamentals of cavitation*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht; Boston. 3, 4, 8, 9
- FREUDIGMANN, H.-A., A. DÖRR, U. IBEN et P. F. PELZ. 2017, «Modeling of cavitation-induced air release phenomena in micro-orifice flows.», *J. Fluids Eng.*, vol. 139, n° 111301. 12
- GANESH, H., S. A. MÄKI HARJU et S. L. CECCIO. 2016, «Bubbly shock propagation as a mechanism for sheet-to-cloud transition of partial cavities.», *Phys. Fluids*, vol. 802, p. 37–78. 8
- GAO, T., B. E. LAU, T. YAMAGUCHI, N. HANARI, H. GUNJI, M. KANO, H. MATSUBARA et N. HAYASHI. 2016, «Experimental analyses of the cavitation generated by ultrasonically activated surgical devices.», *Surg. Today*, vol. 656, p. 012 151. 3
- GASTER, M. 1992, «The structure and behaviour of laminar separation bubbles.», *NPL Aero. Rep. (revised)*, vol. 1181. 8
- GOGATE, P. R. et A. M. KABADI. 2009, «A review of applications of cavitation in biochemical engineering/biotechnology.», *Biochemical Eng. Journal*, vol. 44, p. 60–72. 3
- GROSS, T. F. et P. F. PELZ. 2017, «Diffusion-driven nucleation from surface nuclei in hydrodynamic cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 830, p. 138–164. 6
- GUENNOUN, M. F. 2006, *Étude physique de l'apparition et du développement de la cavitation sur une aube isolée.*, thèse de doctorat, EPFL Lausanne, Switzerland. 4, 5, 6, 8
- HOLL, J. W. et A. L. TREASTER. 1966, «Cavitation hysteresis.», *ASME J. Basic Eng.*, vol. 88, p. 199–212. 9
- IBEN, U., F. WOLF, H.-A. FREUDIGMANN, J. FRÖHLICH et W. HELLER. 2015, «Optical measurements of gas bubbles in oil behind a cavitating micro-orifice flow.», *Exp. Fluids*, vol. 56, p. 114. 12
- ISHIHARA, T., M. OUCHI, T. KOBAYASHI et N. TAMURA. 1979, «An experimental study on cavitation in unsteady oil flow.», *Bul. of the JSME*, vol. 22, p. 1099–1106. 10, 12
- KAWCHUK, G. N., J. FRYER, J. L. JAREMKO, H. ZENG, L. ROWE et R. THOMPSON. 2015, «Real-time visualization of joint cavitation.», *PLoS ONE*, vol. 10, p. e0119 470. 3
- KODAMA, Y., N. TAKE, S. TAMIYA et H. KATO. 1981, «The effect of nuclei on the inception of bubble and sheet cavitation on axisymmetric bodies.», *J. Fluids Eng.*, vol. 103, p. 557–563. 9
- KOIVULA, T. 2000, «On cavitation in fluid power.», dans *Proc. of 1st FPNI-PhD Symp. Hamburg*, p. 371–382. 13
- KUIPER, G. 1981, *Cavitation inception on ship propeller models.*, thèse de doctorat, Delft University of Technology, Netherlands. 8
- LAUTERBORN, W. et A. VOGEL. 2013, «Shock wave emission by laser generated bubbles.», *Springer 2013*, p. 67–103. 3

- LI, B., Y. GU et M. CHEN. 2017, «An experimental study on the cavitation of water with dissolved gases.», *Exp. Fluids*, vol. 58, p. 164. [9](#)
- LI, C. Y. et S. L. CECCIO. 1996, «Interaction of single travelling bubbles with the boundary layer and attached cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 322, p. 329–353. [6, 7](#)
- LUO, X.-W., B. JI et Y. TSUJIMOTO. 2016, «A review of cavitation in hydraulic machinery.», *J. of Hydrodynamics*, vol. 16, p. 335–358. [3](#)
- MAEDA, K., A. D. MAXWELL, W. KREIDER, T. COLONIUS et M. R. BAILEY. 2018, «Investigation of the energy shielding of kidney stones by cavitation bubble clouds during burst wave lithotripsy.», dans *Symp. on Cavitation*. [3](#)
- MARXEN, O. et D. HENNINGSON. 2011, «The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble», *J. Fluid Mech.*, vol. 671, p. 1—33. [8](#)
- PARKIN, B. R. et R. W. KERMEEN. 1953, «Incipient cavitation and boundary layer interaction on a streamlined body.», *Clif. Inst. Tech. Hydro. Lab*, vol. Rep. E-35.2. [8](#)
- PATEK, S. N. et R. L. CALDWELL. 1953, «Extreme impact and cavitation forces of a biological hammer : strike forces of the peacock mantis shrimp odontodactylus scyllarus.», *J. of Exp. Biology*, vol. 208, p. 3655–3664. [3](#)
- PELZ, P. F., T. KEIL et T. F. GROSS. 2017, «The transition from sheet to cloud cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 817, p. 439–454. [8](#)
- PEREIRA, F., F. SALVATORE, F. DI FELICE et M. SOAVE. 2004, «Experimental investigation of a cavitating propeller in non-uniform inflow.», dans *25th Symp. on Naval Hydro*. [4](#)
- PETERS, F. et R. HONZA. 2014, «A benchmark experiment on gas cavitation.», *Exp. Fluids*, vol. 55, p. 1786. [10, 12](#)
- SREEDHAR, B. K., S. K. ALBERT et A. B. PANDIT. 2017, «Cavitation damage : Theory and measurements - a review.», *Wear*, vol. 372-373, p. 177–196. [3](#)
- TASSIN LEGER, A., L. P. BERNAL et S. L. CECCIO. 1998, «Examination of the flow near the leading edge of attached cavitation. part 2. incipient breakdown of two-dimensional and axisymmetric cavities», *J. Fluid Mech.*, vol. 376, p. 91–113. [6](#)
- VAN RIJSBERGEN, M. 2016, «A review of sheet cavitation inception mechanisms.», dans *ISROMAC2016, No. 356*. [5](#)
- VENNING, J. A., M. T. KHOO, B. W. PEARCE et P. A. BRANDNER. 2018, «Background nuclei measurements and implications for cavitation inception in hydrodynamic test facilities.», *Exp. Fluids*, vol. 59, n° 71. [9](#)
- WASHIO, S., S. KIKUI et S. TAKAHASHI. 2009, «Nucleation and subsequent cavitation in a hydraulic oil poppet valve.», *Proc. Inst. Mech. Eng., Part C : J. Mech. Eng. Science*, vol. 224, p. 947–958. [13](#)
- WASHIO, S., S. TAKAHASHI, S. KAWAHARA et M. KISHITANI. 2002, «Study on the cavitation mechanism in hydraulic oil flow using a needle projection.», *Proc. Inst. Mech. Eng., Part J : J. Engineering Tribology*, vol. 216, p. 27–34. [13](#)

- WASHIO, S., S. TAKAHASHI, Y. UDA et T. SUNAHARA. 2001, «Study on cavitation inception in hydraulic oil flow through a long two-dimensional constriction.», *Proc. Inst. Mech. Eng., Part J: J. Engineering Tribology*, vol. 215, p. 373–386. [13](#)
- WASHIO, S., S. TAKAHASHI, K. UEMURA, T. IWAMOTO et T. OGATA. 2008, «Singular properties of flow separation as a real cause of cavitation inception.», *Proc. Inst. Mech. Eng., Part C: J. Mech. Eng. Science*, vol. 222, p. 667–678. [13](#)
- WASHIO, S., S. TAKAHASHI et S. YOSHIMORI. 2003, «Study on cavitation starting at the point of separation on a smooth wall in hydraulic oil flow.», *Proc. Inst. Mech. Eng., Part C: J. Mech. Eng. Science*, vol. 217, p. 619–630. [13](#)

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

« *Expérimenter, c'est imaginer.* »

Friedrich Nietzsche

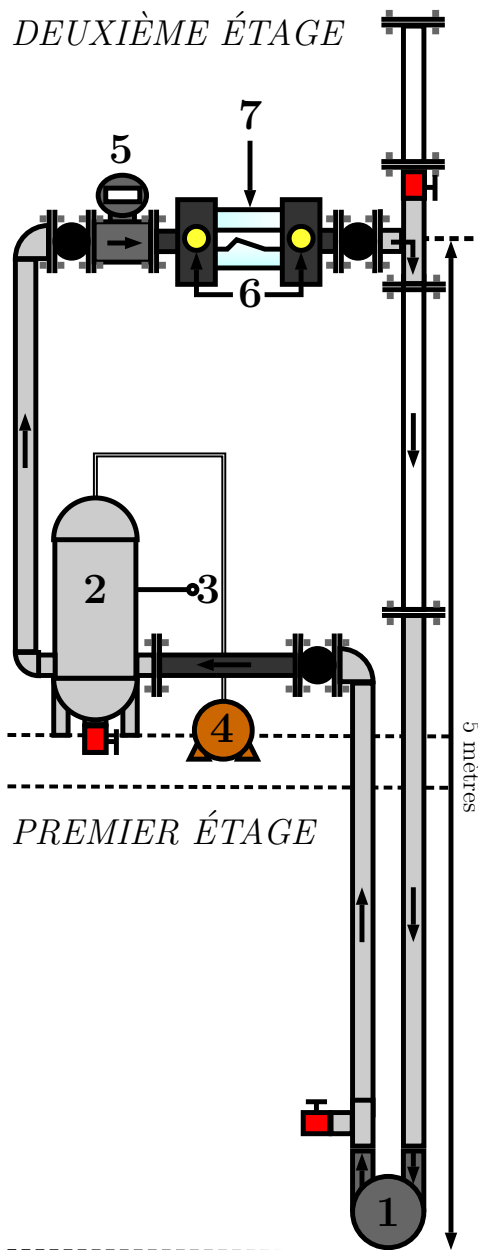
Sommaire

2.1	Présentation du banc d'essais	22
2.1.1	Boucle hydrodynamique	22
2.1.2	Veine d'essais : Géométrie Venturi	24
2.1.3	Paramètres d'exploitation de la boucle	24
2.2	Caractérisations des huiles silicones	26
2.2.1	Caractérisation de l'huile 47V50	27
2.2.2	Caractérisation de l'huile 47V100	30
2.3	Visualisation de l'écoulement	32
2.4	Protocole expérimental	33
2.5	Références	35

L'ensemble des essais illustrés dans ce manuscrit de thèse ont été réalisés dans une boucle d'essais hydrodynamique (figure 2.1) que nous avons spécialement conçue et développée pour observer les dynamiques multiphasiques dans des écoulements d'huiles visqueuses. Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord détailler ce dispositif expérimental (§2.1) en introduisant les principaux paramètres de l'écoulement. Par la suite, nous exposerons les caractéristiques des deux huiles silicones 47V50 et 47V100 utilisées dans notre étude (§2.2) et enfin, nous regarderons les moyens de visualisation (§2.3) ainsi que le protocole expérimental (§2.4) mis en place pour réaliser les mesures.

2.1 Présentation du banc d'essais

2.1.1 Boucle hydrodynamique



La boucle d'essais développée au cours de cette thèse est composée d'une pompe centrifuge *Pollard MPLN 142* (1), placée au 1^{er} étage, qui injecte de l'huile dans un réseau de tuyaux circulaires présentant des diamètres intérieurs allant de 40 à 50 *mm* jusqu'à une cuve (2) située à l'étage du dessus pouvant contenir 100 L d'huile. La cuve, équipée d'un capteur de température *ThermoEst PT100* (3), présente également une surface libre qui permet un réglage de la pression dans toute la boucle en jouant sur le niveau d'air dans la cuve. Pour cela, le dessus de la cuve peut être connecté soit à un compresseur (pour augmenter la pression), soit à une pompe à vide (4) (pour diminuer cette pression). L'huile monte ensuite jusqu'à un débitmètre à ultrason *KHRONE Optisonic 3400* (5) placé à 1.5 *m* en amont d'une veine d'essais (7), schématisée dans la figure 2.2, équipée de deux capteurs de pressions statiques *JUMO dTRANS p30* (0 – 1.6 *bar* absolu) (6) placés respectivement à 103 *mm* et 201 *mm* en amont et en aval du col du Venturi. La veine est par ailleurs connectée au reste du circuit grâce à deux adaptations progressives de rond à rectangle présentant un rapport de surface de 6.3 sur 5 *cm*. Le flux d'huile se dirige ensuite vers la pompe (1) située 5 mètres en contrebas, fermant ainsi la boucle hydraulique. Une zone tampon est également installée au dessus de la colonne de 5 mètres pour permettre à une partie des bulles d'air, entraînées par l'écoulement inertiel visqueux, de sortir de la boucle permettant ainsi de limiter l'ensemencement dans le circuit.

FIGURE 2.1 – Schéma du banc d'essais.

Comme introduit précédemment, l'écoulement des huiles dans le circuit est assuré par une pompe volumétrique *Pollard MPLN 142*, adaptée pour les fluides avec un pouvoir lubrifiant important comme les huiles visqueuses. Pour les gammes de viscosités de nos huiles silicones, la pompe peut générer un débit maximal de $200 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ correspondant à une vitesse de $16.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ en entrée de veine d'essais. Cependant, de par les grandes viscosités des huiles utilisées, cette gamme de vitesses ne peut être atteinte sans générer la vaporisation de l'huile dans d'importantes parties du circuit à cause des fortes pertes de charges. Ainsi dans notre étude, la vitesse d'entrée maximale que nous avons pu mesurer ne s'élève qu'à $5.86 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Le reste de la boucle hydrodynamique a été conçu en prenant en compte les caractéristiques intrinsèques aux huiles visqueuses, à savoir : la forte concentration d'air dissout qui peut entraîner un **dégazage** important sous certaines conditions de pression menant au désamorçage de la boucle d'une part et la viscosité qui peut engendrer de fortes **pertes de charges** dans le circuit ; et de la cavitation d'autre part.

- Pour gérer le dégazage et éviter le désamorçage de la boucle à cause d'une trop grande quantité d'air sous forme de bulles dans le circuit, une "zone tampon" a été installée en aval de la veine d'essais. Elle consiste en un tuyau d'un mètre de haut présentant une surface libre raccordé à la boucle grâce à un té. En fonctionnement normal, l'huile passe dans la veine d'essais et descend ensuite dans la colonne de 5 mètres où elle est aspirée par la pompe. Avec la zone tampon, une partie des bulles présentes dans l'huile peut être capturée, et par conséquent être retirée de l'écoulement inertiel, évitant ainsi une accumulation de poches d'air pouvant mener à l'endommagement de la pompe et au désamorçage du circuit. Il est à noter que cette zone tampon nous sert également à amorcer le circuit en la connectant à la pompe à vide pour remplir toute la boucle d'huile.
- La perte de charge représente le problème majeur dans un circuit fermé d'huile visqueuse. Elle peut entraîner la cavitation, lorsque la pression de vapeur saturante est atteinte, d'un volume important d'huile engendrant de très grandes poches de vapeur susceptibles d'endommager de façon importante le circuit hydraulique lors de leur condensation à plus hautes pressions. C'est l'apparition de ce type de poches, qui peuvent occuper une grande partie de la boucle, qui limite notre vitesse d'écoulement à 35 % de la valeur maximale que peut fournir la pompe. En plus de cela, les bulles de cavitation, même en faible quantité, peuvent générer d'importants dommages dans la pompe lors de leurs implosions. Pour éviter cela, nous avons placé la pompe à 5 mètres en contrebas de la veine d'essais pour compenser l'aspiration de la pompe (estimée à -0.5 bar) avec la pression hydrostatique de la colonne d'huile.

L'étanchéité du circuit est assurée grâce à des raccords à brides ou filetés entre les différents tuyaux et composants de la boucle. Des compensateurs de dilatation sont également placés à plusieurs endroits du circuit pour permettre un assemblage moins rigide ainsi que l'atténuation d'une partie des vibrations dues au fonctionnement du banc d'essais.

Une revue des différents appareils de mesures qui peuvent être classiquement utilisés dans les études sur la cavitation en écoulement turbulent est donnée par **CECCIO et MÄKHARJU [2017]**. L'équipement de notre banc d'essais, et plus particulièrement la veine d'essais, en appareils de mesures sera plus amplement détaillé dans la suite de ce chapitre.

2.1.2 Veine d'essais : Géométrie Venturi

La veine d'essais, schématisée en figure 2.2, consiste en un canal rectangulaire de 300 mm de long et 10 mm de large présentant une géométrie Venturi (complètement réalisée en plexiglass transparent) fixée entre deux brides spécialement usinées. La géométrie utilisée reprend les caractéristiques de Venturi utilisées dans plusieurs études traitant de la cavitation partielle dans des écoulements turbulents [DANLOS et al., 2014; DULAR et al., 2012; STUTZ et REBOUD, 2000] avec des angles convergent et divergent respectivement de 18° et 8° . Elle reprend par ailleurs les rapports d'aspect des géométries utilisées par TOMOV [2016] et CROCI et al. [2016] pour un double Venturi avec une hauteur de col 10 mm . Ainsi il y a entre les sections d'entrée (et de sortie) et la section au niveau du col du Venturi un rapport de surface de 2.

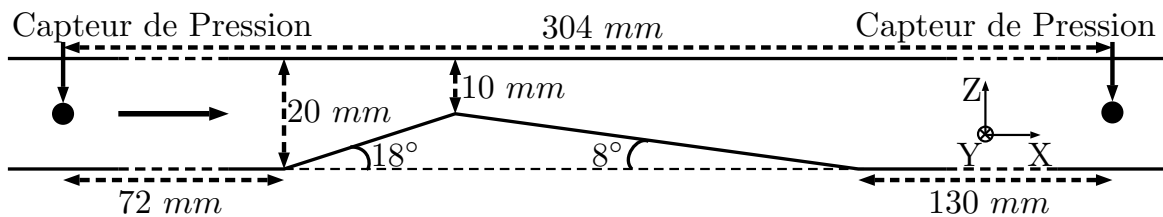


FIGURE 2.2 – Schéma en 2D de la veine d'essais vu de côté dans le plan (XZ). La largeur du Venturi $l = 10\text{ mm}$ est la même que la hauteur au niveau du col $h_{col} = 10\text{ mm}$ conduisant à une section de passage au niveau du col $S_{col} = 10 \times 10\text{ mm}^2$.

Les deux brides permettent de passer d'une section circulaire de diamètre intérieur $d_{in} = 40\text{ mm}$ à une section rectangulaire $h_{in} \times l = 20 \times 10\text{ mm}^2$ sur 5 cm , la section d'entrée (et de sortie) de la veine d'essais. Elles sont chacune équipées d'un capteur de pression qui donne accès à la pression statique en entrée de la veine P (à 103 mm en amont du col du Venturi) ainsi qu'à la pression P_s en sortie de la veine (à 201 mm en aval du col).

La totale transparence de la veine d'essais nous permet d'accéder à des vues du dessus et de côtés des différentes dynamiques multiphasiques, plus amplement discutées dans le chapitre 2.3.

2.1.3 Paramètres d'exploitation de la boucle

Le circuit hydrodynamique est équipé de plusieurs appareils de mesures, précédemment introduits, qui nous donnent accès aux paramètres principaux de l'écoulement. En lien avec les paramètres caractéristiques des huiles silicones qui seront développés dans le chapitre 2.2, il apparaît nécessaire de bien définir les paramètres principaux de l'étude et de justifier leur utilisation dans les différents chapitres de cette thèse.

Commençons par les paramètres que nous mesurons dans la boucle hydrodynamique.

- **Les pressions d'entrée et de sortie de veine P et P_s :**

Comme précédemment indiqué, les deux pressions P et P_s sont mesurées respectivement en amont et en aval de la géométrie Venturi. Ils permettent d'accéder à des basses pressions ($0 - 1.6\text{ bar}$ absolu) adaptées à l'étude de la cavitation avec une précision de 1 mbar .

- **Les vitesses en entrée de veine V et au niveau du col V_{col} :**

Les vitesses dans ces deux sections sont estimées à partir de la mesure du débit

Q réalisée avec le débitmètre à ultrason. Les vitesses V et V_{col} suivent les relations suivantes :

$$V_{col} = \frac{Q}{S_{col}} = 2 \times V \quad (2.1)$$

Le débitmètre à ultrason permet de mesurer le débit en amont de la veine sans modifier l'écoulement et donc en n'induisant que peu de pertes de charges avec une précision de $0.1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$.

- **La température de l'huile T :**

La mesure de la température de l'huile se fait au niveau de la cuve avec une sonde *PT 100*, avec une précision de 0.1°C . La température modifie certains paramètres de l'huile comme la viscosité cinématique ν ou la masse volumique ρ . Toutes les mesures présentées dans cette thèse ont été réalisées avec des températures homogènes et stabilisées dans tout le circuit hydraulique. Pour cela, le banc est mis en marche pendant une heure, le temps de la stabilisation de la température de l'huile avec la température extérieure.

À partir de ces différents paramètres, nous définissons les différents nombres adimensionnels que nous utiliserons dans cette thèse pour caractériser notre écoulement d'huile :

- **Le nombre de cavitation σ :**

Le nombre de cavitation est usuellement défini comme le rapport de la pression locale sur la pression dynamique. Nous définissons ce nombre à l'entrée de la veine d'essais où la pression d'entrée P est mesurée :

$$\sigma = \frac{P - P_v}{\frac{1}{2}\rho V^2} \simeq \frac{P}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (2.2)$$

Dans notre étude, la pression de vapeur saturante de nos huiles est négligeable par rapport aux pressions mesurées ($P_v \simeq 1.33 \text{ Pa} \ll P$) et nous obtenons une expression ne faisant pas apparaître de termes de vaporisation que nous utiliserons également par commodité pour étudier le dégazage. Le nombre de cavitation est privilégié dans les études de cavitation car il peut être relié à la longueur d'une poche (ou bulle) de vapeur L_b comme l'on peut le voir schématisé dans la figure 2.3.

- **Le nombre de Reynolds Re :**

Le nombre de Reynolds représente le rapport des forces inertielles d'un écoulement sur ses forces visqueuses. Il permet de caractériser la nature d'un écoulement qui peut être laminaire, transitoire ou turbulent. Dans nos mesures nous sommes amenés à retrouver ces trois types d'écoulements et ce nombre apparaît alors comme le principal paramètre de notre étude. Tout comme le nombre de cavitation, le nombre de Reynolds Re est défini en entrée de veine et s'écrit :

$$Re = \frac{V h_{in}}{\nu} = \frac{V_{col} h_{col}}{\nu} = Re_{col} \quad (2.3)$$

Il est équivalent à celui que l'on peut définir au niveau du col du Venturi Re_{col} .

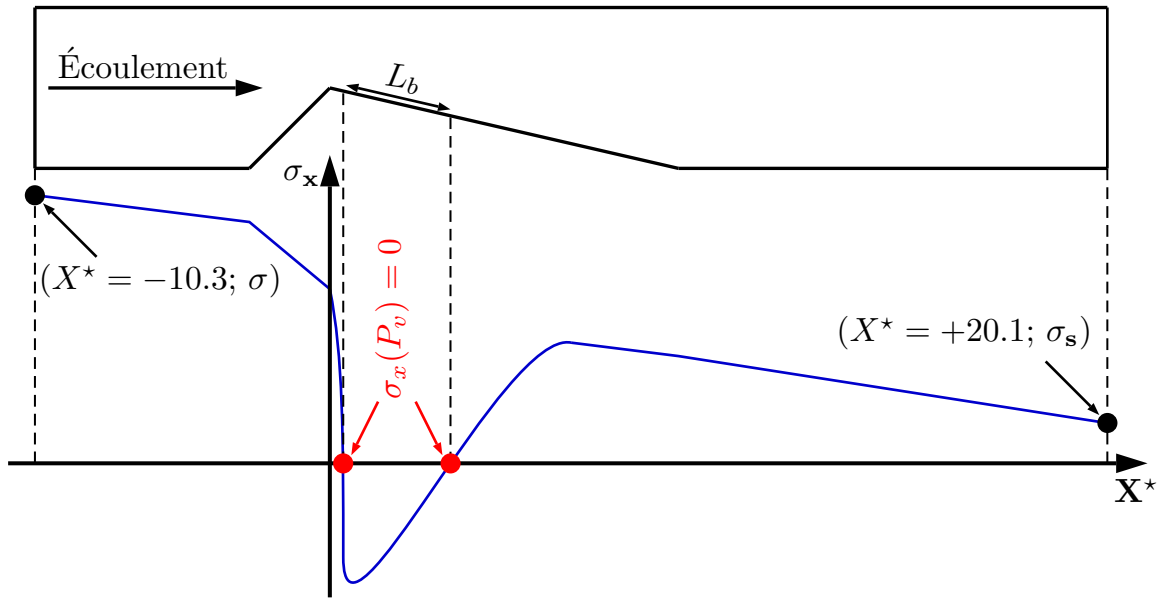


FIGURE 2.3 – Évolution typique du nombre de cavitation $\sigma_x = 2(P_x - P_v)/(\rho V^2)$ défini avec la pression le long de la paroi inférieure de la géométrie Venturi P_x . Pour un nombre de cavitation d'entrée σ , la condition de cavitation $P_x = P_v$ se produit en deux points correspondant à l'avant et l'arrière d'une poche de cavitation.

- **Le nombre de Weber We :**

Le nombre de Weber correspond au rapport des forces d'inerties sur la tension superficielle θ . Il est principalement utilisé pour caractériser des écoulements diphasiques notamment pour la génération de bulles [GROSS et PELZ, 2017]. Dans notre étude, nous utilisons ce paramètre pour étudier le cas particulier du régime sous-critique de dégazage des poches “têtards” (air) développé dans la section 4.2. Dans ce régime, des bulles d'air attachées sont soumises à différentes dynamiques engendrées par les mouvements de recirculations dans une couche limite laminaire décollée qui sont très peu sensibles aux variations de viscosité de l'écoulement.

Tout comme les deux nombres sans dimension précédents, nous définissons le nombre de Weber à l'entrée de la veine d'essais en prenant cette fois-ci la largeur de la veine l comme longueur caractéristique. Le nombre de Weber s'exprime alors :

$$We = \frac{\rho V^2 l}{\theta_{air/huile}} \quad (2.4)$$

2.2 Caractérisations des huiles silicones

Dans cette thèse nous utilisons deux sortes d'huiles silicones, les huiles 47V50 et 47V100, pour étudier en détail des dynamiques de bulles pour un large éventail de nombres de Reynolds $346 < Re < 2316$. L'huile 47V100 sera principalement utilisée pour étudier le phénomène de dégazage à bas nombres de Reynolds alors que l'huile 47V50 sera davantage utilisée pour observer les dynamiques de cavitation et la transition à la turbulence.

2.2.1 Caractérisation de l'huile 47V50

D'après les données fournisseur l'huile silicone 47V50 présente à $T = 25^\circ\text{C}$ une masse volumique $\rho = 959 \text{ kg.m}^{-3}$, une viscosité cinématique $\nu = 50 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$ et une tension superficielle $\theta_{\text{air/huile}} = 20.7 \text{ mN.m}^{-1}$ alors que la pression de vapeur saturante à 200°C est donnée à $P_v = 1.33 \text{ Pa}$. Des mesures complémentaires ont été réalisées pour valider le comportement Newtonien de l'huile ainsi que pour estimer l'évolution en fonction de la température de la masse volumique et de la viscosité.

Mesures de masse volumique

Les données fournisseur ne donnant pas de formulation pour estimer l'évolution de la masse volumique de l'huile 47V50 mais uniquement une mesure à 25°C ($\rho = 959 \text{ kg.m}^{-3}$), la masse volumique de l'huile a été mesurée en fonction de la température à l'aide d'un densimètre et d'un thermomètre *Fluke51III* pour une gamme de température allant de 5 to 32°C . Les mesures sont présentées dans la figure 2.4.

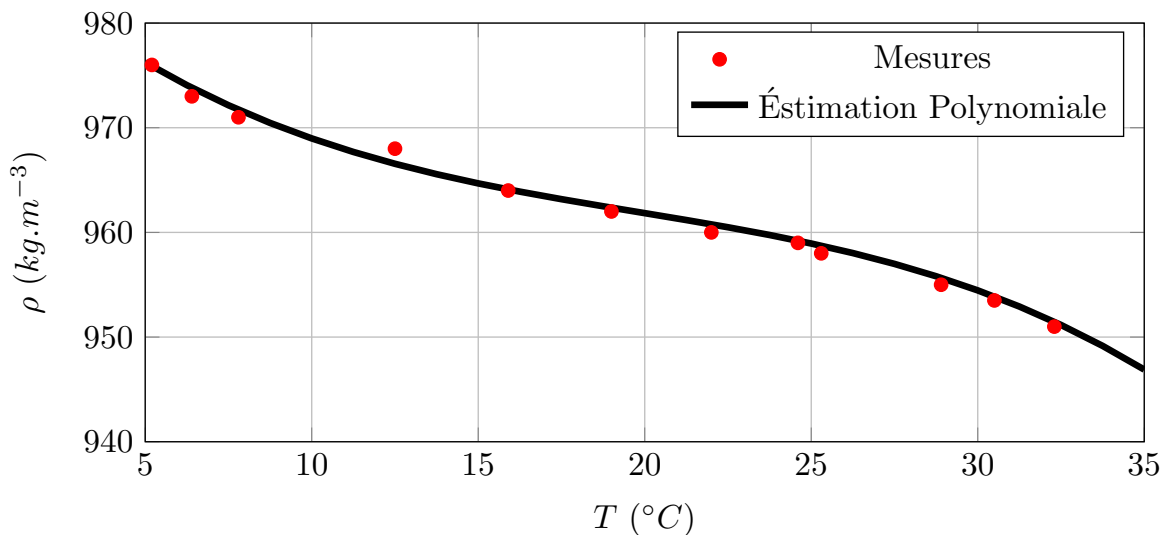


FIGURE 2.4 – Évolution de la masse volumique de l'huile 47V50 en fonction de la température. La courbe noire correspond à la représentation des points de mesures par un polynôme d'ordre 3 correspondant à l'équation 2.5.

L'incertitude de mesure est ici estimée à 1 %, excepté pour le 4^{ème} point mesuré à 12°C où les conditions de l'expérimentation se sont révélées plus incertaines. D'après les données fournisseurs, cette évolution de température peut être estimée avec un polynôme d'ordre 3 qui, associé à nos mesures, nous donne l'équation 2.5 :

$$\rho(T) = -2.02 \times 10^{-3} T^3 + 1.20 \times 10^{-1} T^2 - 2.90 T + 988 \quad (2.5)$$

Avec la température T exprimée en $^\circ\text{C}$. À 25°C la masse volumique peut alors être estimée à 958.5 kg.m^{-3} ce qui reste cohérent avec la donnée fournisseur.

Mesures de viscosité

La viscosité est un paramètre important de l'écoulement, susceptible de varier avec la température. Nous faisons le choix de confronter les données du fournisseur de l'huile si-

licone avec des mesures expérimentales réalisées avec un rhéomètre à contrainte contrôlée *HAAKE RS600*. Le principe du rhéomètre est le suivant : un moteur magnétique inductif impose une contrainte de cisaillement τ à un liquide en déplaçant un plan mobile à une vitesse v par rapport à un plan fixe. Un capteur encodeur optique mesure le déplacement ϵ et l'on peut alors estimer le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ comme suit :

$$\dot{\gamma} = \frac{v}{\epsilon} \quad (2.6)$$

Connaissant la contrainte et le taux de cisaillement, on peut alors remonter à la résistance de l'écoulement correspondant à la viscosité dynamique μ :

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

Il est alors possible de regarder l'influence de la température sur le liquide en réalisant ces mesures tout en modifiant la température grâce à un effet Peltier.

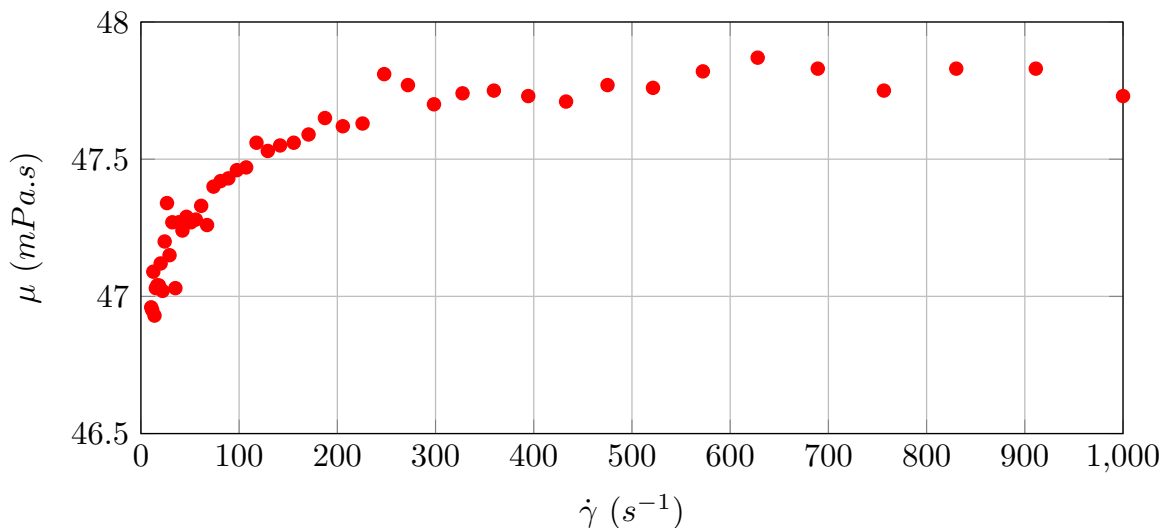


FIGURE 2.5 – Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V50 en fonction du cisaillement mesuré à $T = 25^\circ$.

Dans un premier temps nous regardons l'effet du taux de cisaillement sur la viscosité de l'huile 47V50 (figure 2.5) à température fixée $T = 25^\circ\text{C}$ pour estimer l'erreur de mesure et pour vérifier si l'huile se comporte bien comme un fluide Newtonien pour notre gamme de cisaillements. Ainsi on estime l'erreur à $\pm 2\%$ et l'huile semble bien se comporter comme un fluide Newtonien pour notre gamme de cisaillement.

Les mesures de viscosité pour l'huile 47V50 sont réalisées avec un cisaillement constant $\dot{\gamma} = 10\text{ s}^{-1}$ pour des températures comprises entre 15 et 30° . Elles sont exposées dans la figure 2.6. Elles sont ensuite comparées avec les données fournisseur qui estime la viscosité cinématique par la formule suivante :

$$\nu(T) = \nu(25^\circ\text{C}) \times \exp\left(B\left(\frac{1}{298+T} - \frac{1}{298}\right)\right) \quad (2.8)$$

Avec la température T exprimée en $^\circ\text{C}$.

D'après les données fournisseur, la viscosité cinématique est $\nu(25^\circ\text{C}) = 50 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$ et la constante $B = 1683 \text{ K}$. Nous corrigeons ce modèle pour s'adapter à nos mesures et nous obtenons à $T = 25^\circ\text{C}$ une viscosité cinématique $\nu(298\text{K}) = 49.4 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$ correspondant à une viscosité dynamique $\mu(25^\circ\text{C}) = \rho \times \nu \simeq 47.3 \text{ mPa.s}$ et nous estimons la constante $B = 1747 \text{ K}$. Le modèle proposé par le fournisseur ainsi que sa correction par rapport à nos mesures sont exposés dans la figure 2.6.

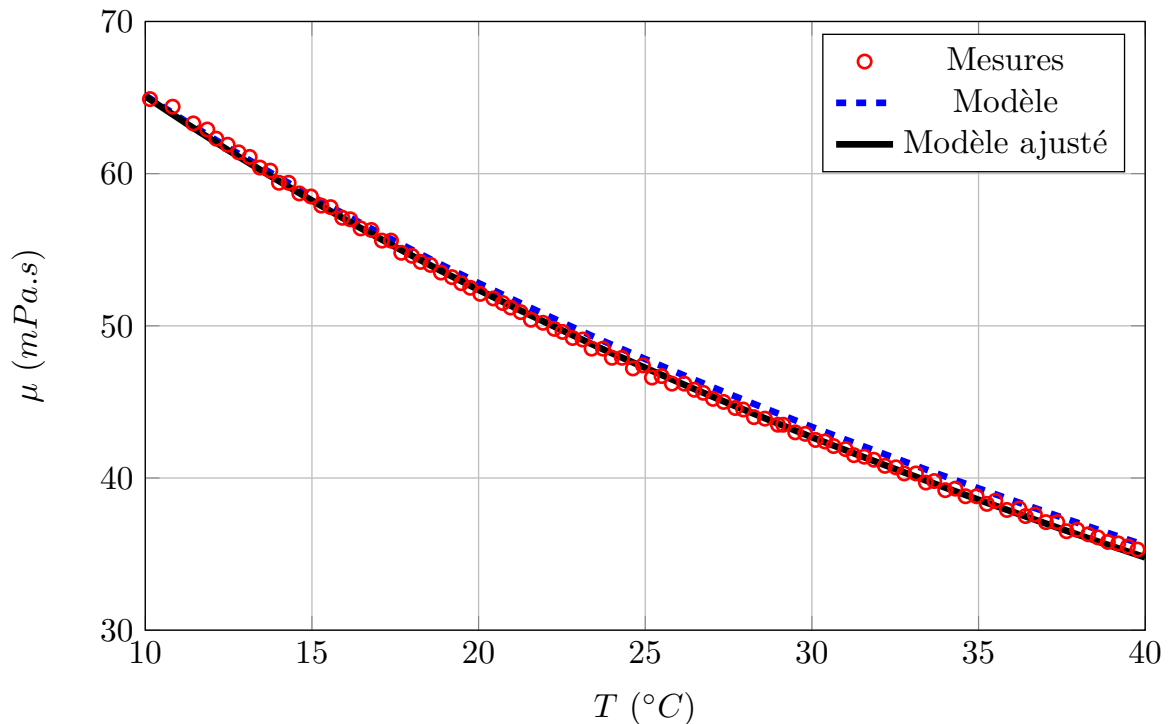


FIGURE 2.6 – Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V50 en fonction de la température mesurée pour $10 < T < 40^\circ\text{C}$.

L'huile silicone 47V50, déjà utilisée par [DUHAR et COLIN, 2006] pour étudier de détachement d'une bulle dans un écoulement visqueux cisailé, présente des paramètres caractéristiques qui sont résumés dans le tableau 2.1 pour une température de 25°C .

Symbole	Paramètre	Valeur	Unité
P_v	Pression de vapeur saturante	1.33	Pa
$s_{air/huile}$	Coefficient de Bunsen (1 atm)	19	Vol. – %
$\theta_{air/huile}$	Tension superficielle	20.7	mN.m^{-1}
μ	Viscosité dynamique	47.3	mPa.s
ν	Viscosité cinématique	49.4	cSt
ρ	Masse volumique	958.5	kg.m^{-3}

TABLEAU 2.1 – Paramètres principaux de l'huile silicone 47V50 à $T = 25^\circ\text{C}$.

Erreurs de mesures

L'estimation des erreurs, et des intervalles d'études, associés aux différents paramètres introduits dans le chapitre 2.1.3 sont exprimés dans le tableau 2.2 pour l'huile 47V50.

Symbole	Paramètre	Intervalle	Unité	Erreur
P	Pression d'entrée	[355; 1100]	<i>mbar</i>	< 1%
P_s	Pression de sortie	[117; 753]	<i>mbar</i>	< 1%
Re	Nombre de Reynolds	[541; 2316]	-	$\pm 3\%$
T	Température	[15.5; 27.1]	°C	< 1%
V	Vitesse d'entrée	[1.51; 5.56]	<i>m.s</i> ⁻¹	< 1%
σ	Nombre de cavitation	[4.53; 73.0]	-	$\pm 2\%$
ρ	Masse volumique	[957; 964]	<i>kg.m</i> ⁻³	< 1%
ν	Viscosité cinématique	[47.3; 59.7]	<i>cSt</i>	$\pm 2\%$

TABLEAU 2.2 – Paramètres de l'écoulement, intervalles de mesures, et incertitudes pour l'huile 47V50.

2.2.2 Caractérisation de l'huile 47V100

L'huile silicone 47V100 est caractérisée de la même manière que l'huile 47V50 dans le chapitre précédent. La masse volumique est pour cette huile donnée par le fournisseur avec l'équation 2.9.

$$\rho = -4.57 \times 10^{-6} T^3 + 3.00 \times 10^{-3} T^2 - 1.19 T + 991 \quad (2.9)$$

Avec la température T exprimée en °C.

Mesures de viscosité

À l'aide du rhéomètre *HAAKE RS600*, on évalue l'impact de la température sur l'huile silicone. La figure 2.7 nous montre que l'huile 47V50 possède également un comportement de fluide Newtonien et l'on peut estimer l'erreur sur la viscosité à $\pm 2\%$.

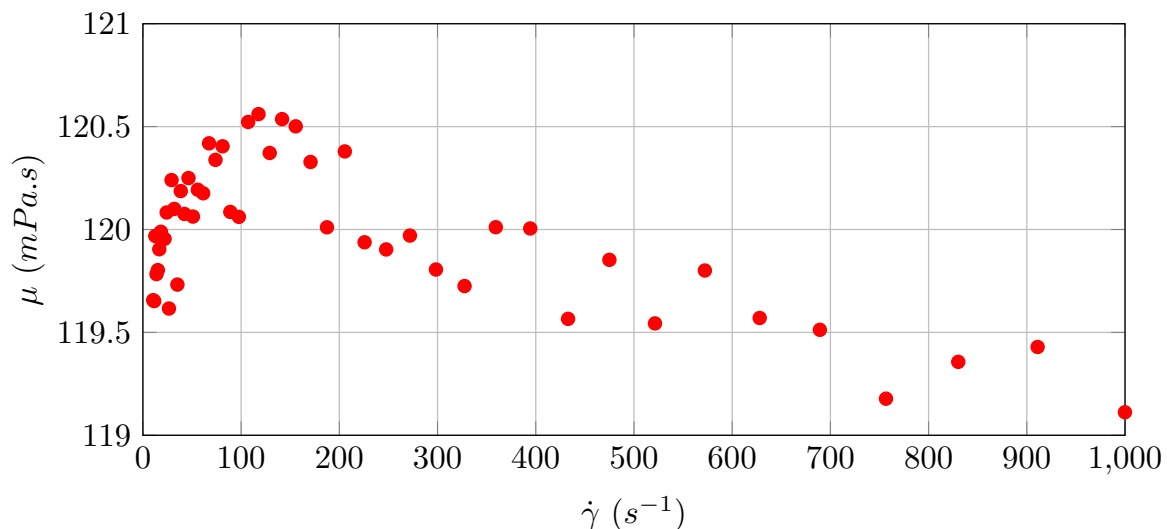


FIGURE 2.7 – Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V100 en fonction du cisaillement mesuré à T = 15° avec une incertitude de $\pm 2\%$.

Les mesures de viscosité pour l'huile 47V100 sont réalisées à un cisaillement fixe $\dot{\gamma} = 50 \text{ s}^{-1}$ pour des températures comprises entre 15 et 30°. De la même manière que pré-

cédemment ont estimé la variation de la viscosité avec l'équation 2.8 où l'on estime les paramètres $\nu(25^\circ\text{C}) \approx 101.2 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$ et la constante $B \approx 1747 \text{ K}$.

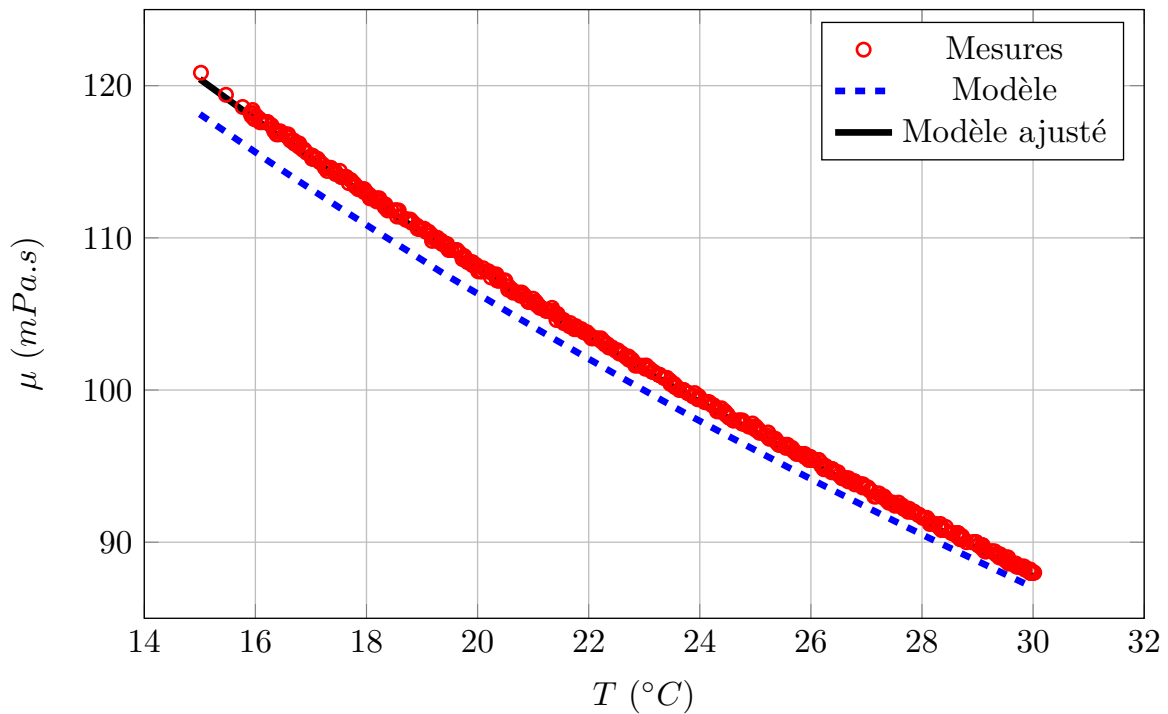


FIGURE 2.8 – Évolution de la viscosité dynamique de l'huile 47V100 en fonction de la température mesurée pour $15 < T < 30^\circ\text{C}$.

On peut finalement résumer les principaux paramètres de l'huile 47V100 (à 25°C) dans le tableau 2.3. Il est à noter que le fournisseur ne donnant pas d'estimation de la solubilité de l'air dans cette huile, nous faisons l'hypothèse que le coefficient de Bunsen associé est égal équivalent à celui mesuré par PETERS et HONZA [2014] dans une huile silicone équivalente.

Symbole	Paramètre	Valeur	Unité
P_v	Pression de vapeur saturante	1.33	Pa
$s_{\text{air}/\text{huile}}$	Coefficient de Bunsen (1 atm)	16.8	Vol. – %
$\theta_{\text{air}/\text{huile}}$	Tension superficielle	20.9	mN.m^{-1}
μ	Viscosité dynamique	97.5	mPa.s
ν	Viscosité cinématique	101.2	cSt
ρ	Masse volumique	963	kg.m^{-3}

TABLEAU 2.3 – Paramètres principaux de l'huile silicone 47V100 à $T = 25^\circ\text{C}$.

Erreurs de mesures

L'estimation des erreurs ainsi que les intervalles d'études associés pour l'huile 47V100 aux différents paramètres d'exploitation introduits dans le chapitre 2.1.3 sont exprimés dans le tableau 2.4.

Symbole	Paramètre	Intervalle	Unité	Erreur
P	Pression d'entrée	[617; 1531]	<i>mbar</i>	< 1%
P_s	Pression de sortie	[155; 1202]	<i>mbar</i>	< 1%
Re	Nombre de Reynolds	[346; 1201]	-	$\pm 3\%$
T	Température	[18.4; 27.1]	$^{\circ}\text{C}$	< 1%
V	Vitesse d'entrée	[1.95; 5.86]	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	< 1%
We	Nombre de Weber	[1763; 15892]	-	$\pm 1\%$
σ	Nombre de cavitation	[5.73; 60.0]	-	$\pm 2\%$
ρ	Masse volumique	[961; 970]	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	< 1%
ν	Viscosité cinématique	[96.9; 115]	<i>cSt</i>	$\pm 2\%$

TABEAU 2.4 – Paramètres de l'écoulement, intervalles de mesures, et incertitudes pour l'huile 47V100.

2.3 Visualisation de l'écoulement

L'écoulement cavitant est filmé de façon synchronisée avec deux caméras *Optronis CR1000x3*, placées respectivement au dessus et sur le côté de la veine d'essais transparente, permettant l'acquisition d'images à hautes fréquences pour des résolutions élevées. La veine est éclairée de façon continue par le dessous et sur le côté par deux rétroéclairages à LED *Phlox* pour pouvoir enregistrer l'écoulement en absorption, les contours entre deux phases apparaissant en sombre sur les images. Les images sont ensuite normalisées avec des images de fond où l'écoulement est purement monophasique puis inversées et recadrées pour seulement faire apparaître les différentes dynamiques de bulles comme sur la figure 2.9.

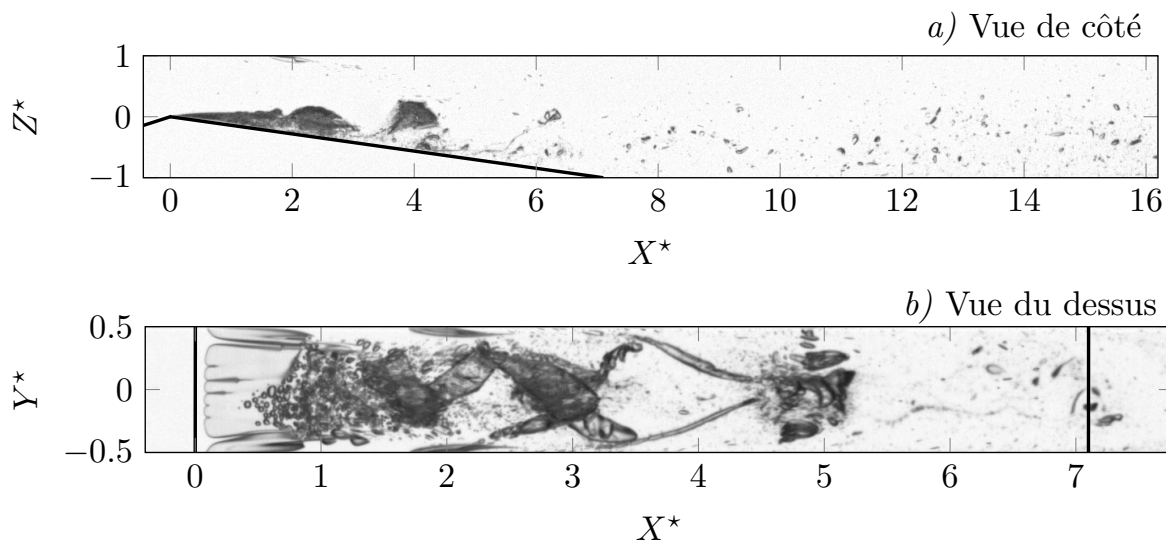


FIGURE 2.9 – Exemples de cavitation observée dans l'huile 47V50 à $Re = 2284$ et $\sigma = 4.57$. Sur la vue de côté *a)* la résolution est de $1280 \times 154 \text{ pixels}^2$ alors que sur la vue du dessus *b)* elle est de $1271 \times 60 \text{ pixels}^2$. L'écoulement va de gauche à droite. Les deux lignes noires visibles à $X^* = 0$ et $X^* = 7.1$ sur la figure *b)* indiquent respectivement le col et la fin de la pente du Venturi.

Pour la résolution d'enregistrement usuellement utilisée dans notre étude de $1280 \times 768 \text{ pixels}^2$, on peut atteindre une fréquence d'acquisition maximale de 1500 images par secondes pour un enregistrement de 14.6 secondes. La caméra présente une mémoire maximale de 16 GigaBytes permettant pour cette résolution d'enregistrer jusqu'à 21900 images.

Nous présentons dans le tableau 2.5 les différents réglages de caméras utilisés pendant l'étude en précisant les huiles utilisées ainsi que les types d'écoulement observés dans chaque cas.

Huile	Dynamiques observées	Chapitre	Résolution : vues du dessus (de côté)	Fréquence d'acquisition	Durée
47V100	Dégazage cavitation	§4	1276×160 (1270×150)	500 Hz	6 s
47V50	Dégazage cavitation	§4,5	1275×160 (1270×150)	1500 Hz	2 s
47V50	Cavitation partielle	§6	320×160 (320×120)	10000 Hz	1 s

TABLEAU 2.5 – Choix des paramètres d'acquisition des caméras en fonction des dynamiques multiphasiques observées. Les résolutions indiquées correspondent aux résolutions typiques rencontrées pour les vues du dessus et de côté après redimensionnement des images.

Le temps d'ouverture de l'obturateur est réglé pour la plupart des mesures à $50 \mu\text{s}$ pour les vues de côté et à $20 \mu\text{s}$ pour les vues de dessus, excepté pour les mesures de cavitation partielle du chapitre 6 à 10000 images par seconde où l'on a un temps d'obturation de $20 \mu\text{s}$ pour la vue de côté et de $14 \mu\text{s}$ pour la vue de dessus.

2.4 Protocole expérimental

Toutes les expériences de cette étude ont été réalisées en suivant un certain protocole, en particulier pour les mesures sur le dégazage. L'huile silicone, que ce soit l'huile 47V50 ou 47V100, est dans un premier temps mise à saturation à pression atmosphérique c'est à dire que l'huile présente son taux maximal d'air dissout pour ces conditions et se retrouve alors dans un équilibre où elle ne peut plus assimiler davantage d'air dissout. Pour arriver à cet état de saturation avant chaque campagne d'expérimentations, plusieurs manipulations sont nécessaires :

- L'huile est tout d'abord mise en circulation pendant une heure dans la boucle à pression atmosphérique de telle sorte qu'il y ait un brassage entre l'huile et l'air dans la colonne descendant à la pompe. Il en résulte la présence de multiples bulles et poches d'air dans toute la boucle.
- L'huile est ensuite mise au repos, toujours à pression atmosphérique, pendant une dizaine d'heures pour laisser le temps à l'air de se dissoudre dans l'huile pour qu'elle soit à super-saturation, c'est à dire que l'huile soit saturée et que les bulles d'air restantes ne puissent plus être assimilées par l'huile.
- Après ce temps de repos, l'huile est mise en mouvement à faible vitesse pendant une heure pour retirer les bulles d'air coincées dans le circuit qui peuvent fausser des mesures et ainsi obtenir un écoulement saturé en air sans bulles. Cette étape

permet également d’obtenir un équilibre thermique dans la boucle, initialement stratifiée en température, conduisant à une température uniforme de l’huile dans toute la boucle.

Au final, cette préparation précédant toute campagne de mesures nous permet d’obtenir une huile de température uniforme initialement saturée en air. Après plusieurs heures d’utilisation d’un circuit hydrodynamique, la concentration d’air peut fortement diminuer [BRANDNER et al., 2007; LECOFFRE et al., 1988] et un certain temps est nécessaire pour retrouver la saturation d’un liquide. Ces différentes étapes permettent d’y parvenir et de se placer dans des conditions d’écoulements similaires d’un jour à l’autre.

Les mesures sont alors réalisées en diminuant petit à petit la pression dans le circuit (sauf cas particuliers qui seront explicités) laissant l’huile à super-saturation nous permettant d’étudier le dégazage, la diffusion de gaz dissout à l’interface de bulles d’air [GROSS et PELZ, 2017] ainsi que la transition vers la cavitation.

Il est à noter que, suivant les cas étudiés, la pression et/ou la vitesse de l’écoulement peuvent être modifiées entre chaque mesure. Ainsi, tous les points d’apparition d’une dynamique sont obtenus en diminuant de façon progressive la pression dans la veine d’essais en attendant 10 minutes entre chaque mesure pour obtenir un écoulement stable. La disparition des “bulles têtards” est quant à elle obtenue soit par l’augmentation de la pression à vitesse constante (limite de la saturation) soit en diminuant la vitesse (limite

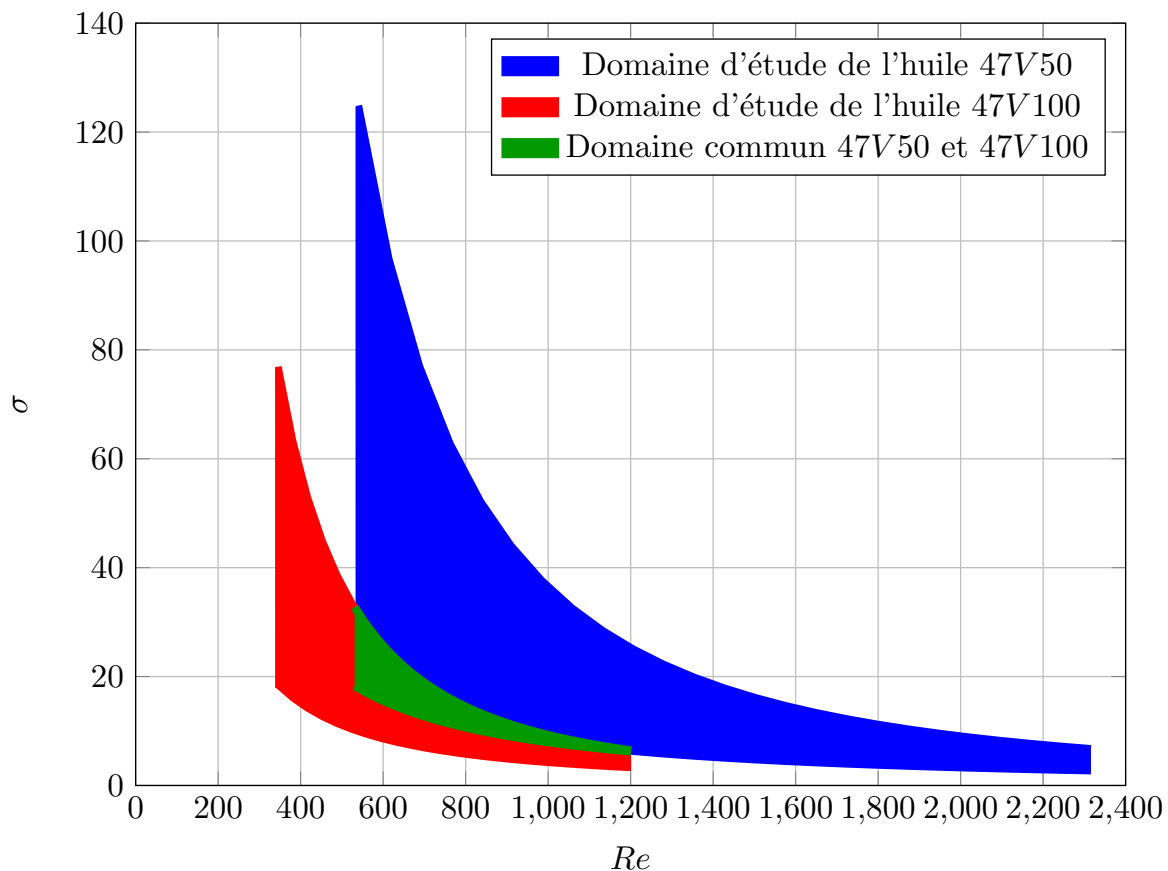


FIGURE 2.10 – Domaines d’études pour les deux huiles silicones 47V50 et 47V100 en fonction des deux paramètres principaux d’exploitation de l’étude, le nombre de Reynolds et le nombre de cavitation.

du décollement). Les autres séries de mesures sont réalisées en fixant un des paramètres d'exploitation de la boucle, à savoir le nombre de Reynolds ou bien le nombre de cavitation. Le choix du paramètre sera justifié avant l'exposition des résultats expérimentaux.

Les domaines d'études pour les deux huiles silicones sont présentés dans la figure 2.10 en fonction des deux paramètres principaux de l'écoulement : le nombre de Reynolds et le nombre de cavitation. Ces domaines sont limités d'une part par la perte de charge qui entraîne la vaporisation en aval de la veine, et d'autre part par la surpression qui ne doit pas excéder un certain seuil pour ne pas endommager la veine d'essais. Ainsi nous fixons comme conditions que la pression d'entrée de veine P doit être inférieure à 1.1 *bar* et que la pression de sortie de veine P_s doit excéder 0.1 *bar*. Ces conditions sont respectées sauf pour quelques points dans l'huile 47V100. Pour représenter nos domaines d'études, nous nous concentrons uniquement sur les écoulements présentant les conditions nécessaires au développement d'au moins une dynamique gazeuse. Cela entraîne des limites basses de nombre de Reynolds que l'on peut retrouver dans les tableaux 2.2 et 2.2. Ainsi dans l'huile 47V50 il n'y a plus de dynamique gazeuse observable pour $Re < 541$, alors que dans l'huile 47V100 il n'y en a plus pour $Re < 346$.

On peut alors remarquer que les domaines d'études des deux huiles se révèlent assez complémentaires, en conséquence de quoi nous utiliserons l'huile 47V100 pour principalement étudier les écoulements à bas nombres de Reynolds ($346 < Re < 1201$) alors que les écoulements d'huile 47V50 seront davantage examinés à des plus hauts nombres Reynolds allant jusqu'à $Re = 2316$.

2.5 Références

- BRANDNER, P. A., Y. LECOFFRE et G. J. WALKER. 2007, «Design considerations in the development of a modern cavitation tunnel.», dans *16th Australasian Fluid. Mech. Conf., Australia*. 34
- CECCIO, S. L. et S. A. MÄKIARJU. 2017, *Experimental methods for the study of hydrodynamic cavitation.*, Springer, Cham. 23
- CROCI, K., P. TOMOV, F. RAVELET, A. DANLOS, S. KHELLADI et J.-C. ROBINET. 2016, «Investigation of two mechanisms governing cloud cavitation shedding : experimental study and numerical highlight.», dans *ASME Int. Mech. Eng. Congress and Expo., Volume 7 : Fluids Engineering*. 24
- DANLOS, A., F. RAVELET, O. COUTIER-DELGOSHA et F. BAKIR. 2014, «Cavitation regime detection through proper orthogonal decomposition : Dynamics analysis of the sheet cavity on a grooved convergent–divergent nozzle.», *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 47, p. 9–20. 24
- DUHAR, G. et C. COLIN. 2006, «Dynamics of bubble growth and detachment in a viscous shear flow.», *Phys. Fluids*, vol. 18, n° 077101. 29
- DULAR, M., I. KHLIFA, S. FUZIER, M. ADAMA MAIGA et O. COUTIER-DELGOSHA. 2012, «Scale effect on unsteady cloud cavitation.», *Exp. Fluids*, vol. 53, p. 1233–1250. 24
- GROSS, T. F. et P. F. PELZ. 2017, «Diffusion-driven nucleation from surface nuclei in hydrodynamic cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 830, p. 138–164. 26, 34

- LECOFFRE, Y., P. CHANTREL et J. TEILLER. 1988, «Le grand tunnel hydrodynamique (gth).», dans *ASME Winter Annual Meeting, Boston, USA*. 34
- PETERS, F. et R. HONZA. 2014, «A benchmark experiment on gas cavitation.», *Exp. Fluids*, vol. 55, p. 1786. 31
- STUTZ, B. et J. L. REBOUD. 2000, «Measurements within unsteady cavitation.», *Exp. Fluids*, vol. 29, p. 545–552. 24
- TOMOV, P. 2016, *Étude expérimentale et numérique de la cavitation et la cavitation aérée. Vers une application à l'alimentation en carburant d'un moteur d'avion.*, thèse de doctorat, Arts et Métiers Paris. 24

Chapitre 3

Écoulements monophasiques : Simulations numériques

*« La science remplace du visible
compliqué par de l'invisible
simple. »*

Jean Perrin

Sommaire

3.1	Initialisation de la simulation	38
3.1.1	Modèle physique	38
3.1.2	Géométrie de l'écoulement et paramètres calculés	39
3.1.3	Maillage de l'écoulement	39
3.2	Analyse des résultats numériques	41
3.2.1	Décollements de la couche limite laminaire	42
3.2.2	Apparition de la cavitation au col	47
3.2.3	Cavitation dans la boucle	47
3.3	Synthèse sur l'étude numérique	48
3.4	Références	48

3.1 Initialisation de la simulation

Dans le domaine de l'hydrodynamique, l'apparition de la cavitation est souvent associée à l'érosion d'hélices ou de pompes causée par l'implosion de bulles de vapeur. En conséquence, des modèles numériques [NIEDŹWIEDZKA et al., 2016] ont été développés depuis maintenant plusieurs décennies pour appréhender ce phénomène complexe et le prédire. Ces études cherchent à restituer de façon réaliste le phénomène de cavitation en complexifiant de plus en plus les modèles : en intégrant par exemple des équations de transports de taux de vide [GONCALVÈS et ZEIDAN, 2018] ou bien en prenant en compte le mélange de plusieurs gaz avec un modèle multi-composants [CHIAPOLINO et al., 2017]. Les simulations de CHARRIERE et GONCALVES [2016] illustrent les instabilités que l'on peut rencontrer dans la cavitation partielle en écoulements turbulents ($Re \approx 3.5 \times 10^5$) pour une géométrie Venturi similaire à la notre.

Dans cette thèse, les calculs numériques sont uniquement utilisés en complément de notre étude expérimentale pour illustrer la topologie de nos écoulements **laminaires** visqueux dans des cas simples et stationnaires, révélant différents phénomènes tels que les décollements de couches limites. Les simulations numériques ne comprennent pas de modèle de changement de phases et sont donc complètement **monophasiques**. Nous effectuons des calculs DNS (Direct Numerical Simulation) à l'aide du logiciel CFD (Computational Fluid Dynamics) STAR-CCM+® pour des écoulements **laminaires, incompressibles** et **stationnaires**. Les écoulements d'huile silicone 47V50 autour de la géométrie Venturi présentée dans le chapitre précédent sont simulés en 3D pour une gamme de nombres de Reynolds allant de 50 jusqu'à 1500, pour lequel l'hypothèse de stationnarité n'est plus respectée (et jusqu'à $Re = 1000$ pour l'huile 47V100). Nous veillerons également à relever les premiers signes d'instabilités d'écoulement dans nos simulations numériques.

3.1.1 Modèle physique

Le modèle physique est basé sur les équations de Navier-Stokes. D'après le chapitre 2.2 les huiles utilisées peuvent être considérées comme des **fluides Newtoniens** et en faisant l'hypothèse d'un écoulement **incompressible** et homogène (à température constante) on obtient, avec l'équation de conservation de la masse, le système d'équations 3.1 :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

Dans notre étude, nous nous intéressons uniquement aux écoulements **laminaires** et **stationnaires** et, en négligeant l'effet de la gravité très limité dans nos écoulements très inertiels, on obtient le système d'équation 3.2 :

$$\begin{cases} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Les équations sont résolues pour la vitesse et la pression de manière non-couplées dans la géométrie Venturi 3D. Lors d'une simulation, on impose des conditions de non-glissement sur toutes les parois de la veine d'essais et on fixe une vitesse en entrée et une pression en sortie. L'écoulement, initialement à pression atmosphérique, se stabilise alors et converge vers une solution stationnaire qui peut être comparée à nos résultats expérimentaux.

3.1.2 Géométrie de l'écoulement et paramètres calculés

La géométrie 3D de l'écoulement dans la simulation reprend celle de la veine d'essais présentée dans la figure 2.2. Les pressions d'entrée P et de sortie P_s sont estimées numériquement avec l'intégration des pressions sur les sections positionnées respectivement à 10.08 cm en amont et 19.92 cm en aval du col du Venturi. Il est important de noter le léger décalage de 2 mm par rapport aux positions des capteurs sur la veine d'essais expérimentale qui n'entraîne cependant qu'une erreur négligeable dans le calcul numérique des pressions.

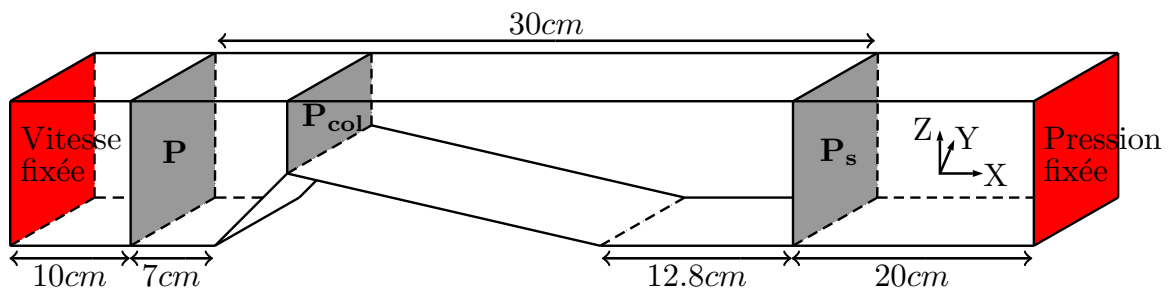


FIGURE 3.1 – Schéma de la géométrie de l'écoulement dans la simulation numérique. Les pressions P , P_{col} et P_s sont estimées avec l'intégration sur les trois surfaces grises situées respectivement à 10.08 cm en amont, 0 cm et 19.92 cm en aval du col. Deux extensions de 10 cm en amont et 20 cm en aval sont générées pour réduire les oscillations numériques. Les surfaces rouges indiquent la vitesse imposée en entrée et la pression fixée en sortie du maillage.

La pression P_{col} est calculée de la même manière par intégration sur la section de l'écoulement au niveau du col du Venturi. Une autre pression, notée P_{min} , est quant à elle calculée le long de la paroi en aval du col du Venturi pour estimer le minimum de pression dans la zone de dépression engendrée par la diminution de section. Pour finir, la vitesse minimale v_{min} suivant l'axe X est calculée dans toute la géométrie pour regarder la présence de décollements de la couche limite laminaire.

Deux extensions, de respectivement 10 cm en amont et 20 cm en aval de la géométrie du Venturi, sont ajoutées avec un maillage dégressif pour éliminer les oscillations de l'écoulement et pour faciliter la convergence vers une solution stationnaire.

3.1.3 Maillage de l'écoulement

Une convergence en maillage est réalisée pour obtenir un temps de calcul raisonnable avec une précision satisfaisante. Pour chaque simulation, nous cherchons tout d'abord à faire converger les résidus de l'équation de continuité 3.2 en dessous d'une valeur acceptable fixée à 10^{-4} . Nous illustrons l'étude de convergence en maillage avec le cas de l'huile 47V50 pour cinq maillages plus ou moins raffinés détaillés dans le tableau 3.1.

Dans la suite de notre étude, nous choisissons de prendre le **maillage E** comme maillage de référence et de nous intéresser à la stabilité de la perte de charge $\Delta P = P - P_s$ par rapport aux différents paramètres de la simulation. Nous regardons alors pour trois nombres de Reynolds différents ($Re = 500, 1000$ et 1500) l'erreur dans le calcul de la perte de charge ΔP par rapport aux résultats avec le maillage de référence E. L'estimation de cette erreur est tracée pour les différents maillages dans la figure 3.2.

Maillage	Nombre total de mailles
A	21 000
B	188 125
C	383 328
D	739 600
E	1 127 500

TABLEAU 3.1 – Nombres de mailles dans toute la géométrie.

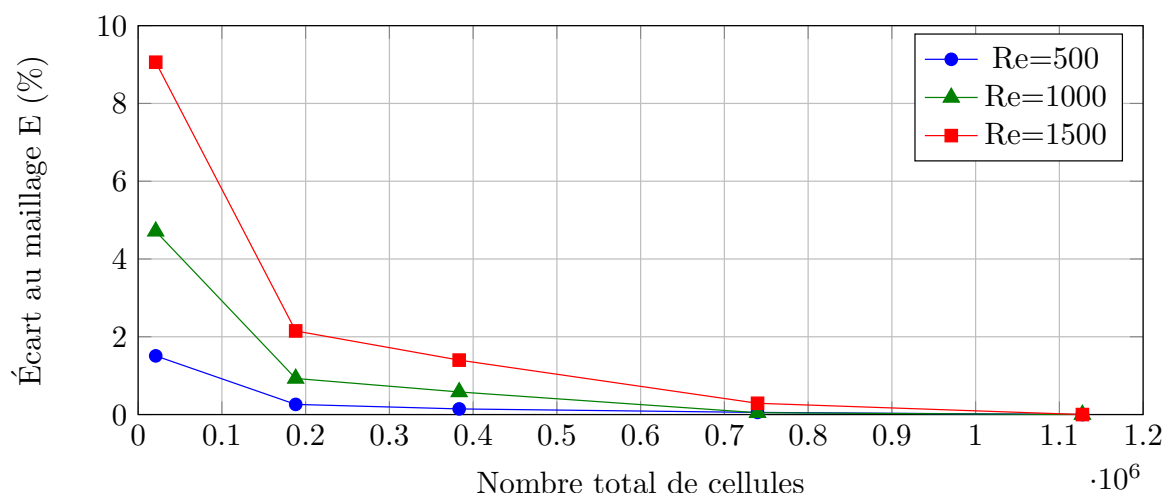


FIGURE 3.2 – Évolution de l'écart de la perte de charge calculé numériquement avec différents maillages par rapport à celui calculé avec le maillage de référence E en fonction du nombre de cellules dans la simulation, pour trois nombres de Reynolds $Re = 500, 1000, 1500$.

Le maillage de référence E apparaît être bien convergé et nous confrontons le modèle numérique avec ce maillage avec des résultats expérimentaux. Nous reprenons comme paramètre de référence la perte de charge dans le circuit pour lequel nous définissons un nombre sans dimension $C_{\Delta P}$:

$$C_{\Delta P} = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (3.3)$$

L'évolution de ce paramètre en fonction du nombre de Reynolds est comparée numériquement et expérimentalement pour l'huile 47V50 dans la figure 3.3.

Les différentes courbes coïncident relativement bien, validant ainsi la pertinence de nos calculs numériques. Nous pouvons cependant remarquer que la perte de charge est clairement sous estimée par les simulations. Nous imputons cette différence à des biais expérimentaux qui peuvent augmenter les pertes de charges, particulièrement pour l'huile 47V100 plus visqueuse. L'évolution du coefficient de perte de charge semble par ailleurs se faire avec une pente comprise entre Re^{-1} et $Re^{-1/2}$, révélant le caractère laminaire de l'écoulement. Cependant les changements importants de pente observés aux grands nombres de Reynolds ($Re > 1500$) peuvent quant à eux s'expliquer par la transition de l'écoulement laminaire à un nouveau régime d'écoulement pouvant présenter davantage d'instabilités.

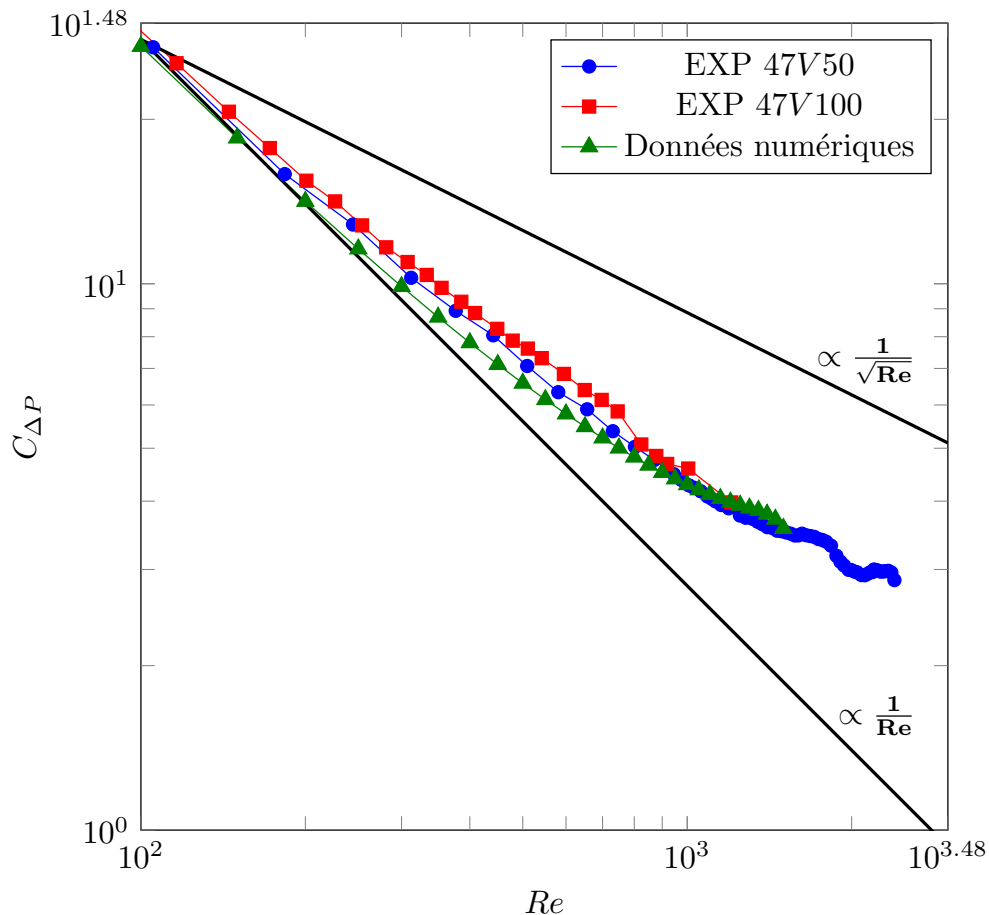


FIGURE 3.3 – Comparaison du coefficient de perte de charge $C_{\Delta P}$ estimé numériquement avec les mesures expérimentales réalisées pour les huiles 47V50 et 47V1000. Les deux lignes noires font états de la proportionnalité du coefficient de perte de charge par rapport au nombre de Reynolds.

En conclusion nous pouvons simuler de façon fiable les écoulements laminaires stationnaires dans les deux huiles 47V50 et 47V100 pour des nombres de Reynolds relativement peu élevés. Nous regarderons cependant l'émergence d'instabilités à plus grands nombres de Reynolds qui peuvent nous indiquer un changement de régime d'écoulement constituant les prémisses de la transition à la turbulence.

3.2 Analyse des résultats numériques

Les simulations numériques nous permettent d'avoir accès à la topologie de l'écoulement pour des gammes de nombre de Reynolds $Re \in [50; 1500]$ restreintes par l'hypothèse de stationnarité de l'écoulement laminaire. Avec un pas de nombre de Reynolds de 50, l'évolution des vitesses dans l'écoulement est particulièrement approfondie révélant la présence de décollements dans les couches limites laminares. Nous illustrerons notre étude avec l'huile 47V50 mais nous rajouterons des résultats pour des écoulements d'huile 47V100 à $Re \in [50; 1000]$ pour vérifier les principes de similarités et les rapports de vitesses et de pressions qui en découlent. Les simulations permettent également d'accéder aux conditions d'écoulement nécessaires à l'apparition de la cavitation.

3.2.1 Décollements de la couche limite laminaire

Dans les écoulements laminaires, il est admis que la présence d'un gradient de pression peut être à l'origine de décollements de la couche limite [DOVGAL et al., 1994]. La figure 3.4 nous permet d'illustrer le développement du gradient de pression au niveau du col du Venturi en fonction du nombre de Reynolds.

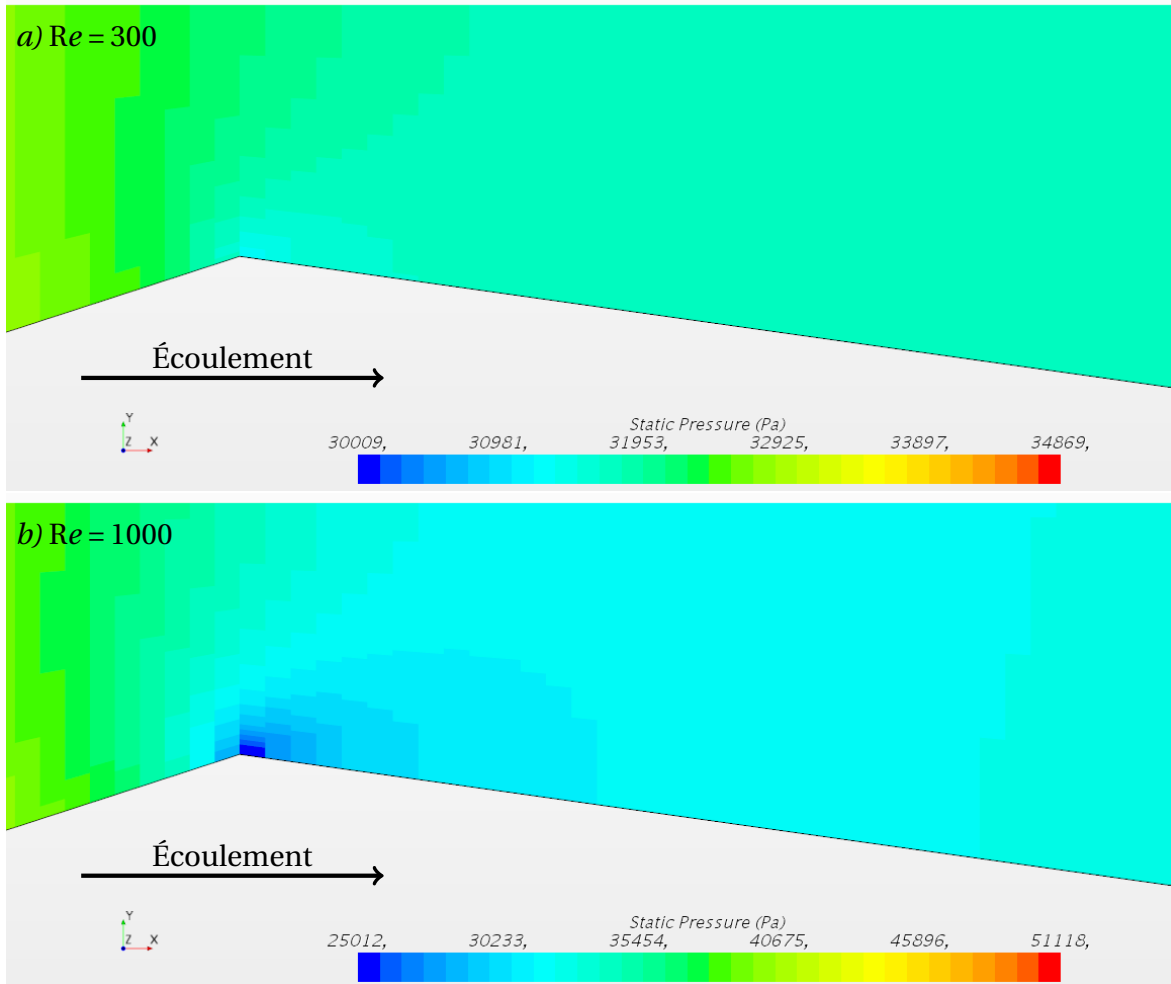


FIGURE 3.4 – Champs de pressions au niveau du col de la géométrie Venturi observés dans l'huile 47V50 à a) $Re = 300$ et b) $Re = 1000$. Les champs sont calculés le long d'une coupe au milieu de la veine ($Y^* = 0$).

Dans nos simulations nous observons l'apparition d'un gradient de pression au niveau du col du Venturi à partir de $Re \in [300; 350]$. Pour caractériser les gradients de pressions susceptibles d'apparaître au niveau du col du Venturi nous définissons un nombre sans dimension σ_{col} , équivalent du nombre de cavitation au niveau du col, représentant la différence de pression entre le col P_{col} et le minimum de pression P_{min} dans la zone de dépression en aval du col. La pression P_{col} est obtenue en intégrant les pressions sur toute la section au niveau du col alors que la pression minimal P_{min} est calculée sur une ligne au centre de la veine en aval du Venturi le long de la pente divergente et correspond, pour $Re \geq 350$, au minimum du gradient de pression derrière le col du Venturi.

$$\sigma_{col} = \frac{P_{col} - P_{min}}{\frac{1}{2}\rho V_{col}^2} \quad (3.4)$$

L'évolution de ce paramètre en fonction du nombre de Reynolds est présentée dans la figure 3.5 pour les deux huiles 47V50 et 47V100.

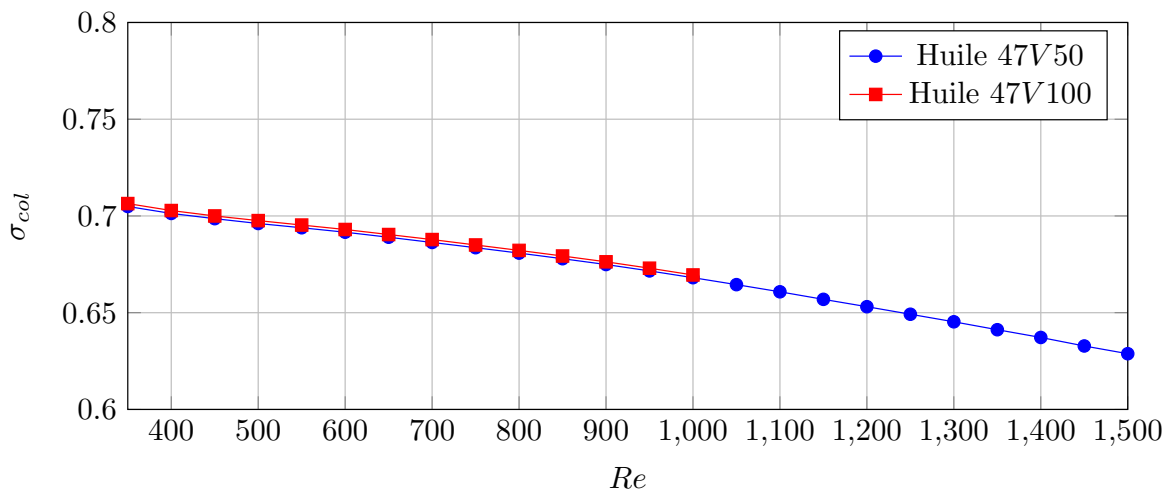


FIGURE 3.5 – Évolution du paramètre σ_{col} , révélateur d'un gradient de pression à l'arrière du col du Venturi pour $Re \geq 350$, en fonction du nombre de Reynolds pour les huiles 47V50 et 47V100.

Au vu des résultats, nous pouvons dire que d'importants gradients de pressions peuvent être engendrés par la géométrie Venturi, ce qui peut mener au décollement de la couche limite laminaire. Ces gradients de pressions sont d'autant plus importants à un Reynolds donné que l'huile est visqueuse. Cela conduit dans notre cas à avoir, à Reynolds fixé, un gradient de pression quatre fois plus importants dans l'huile 47V100 par rapport à l'huile 47V50. L'apparition et l'évolution de ces décollements sont illustrées par des iso-contours de vitesses négatives suivant l'axe de l'écoulement X pour différents nombre de Reynolds. Ces iso-contours sont présentés pour l'huile 47V50 en Annexe C.1.

1^{er} décollement derrière le col du Venturi

D'après le principe de similarité, à un même nombre de Reynolds, la topologie des décollements va être identiques pour les deux huiles silicones. La différence se fera avec les vitesses dans ces décollements qui dans notre cas présentent un facteur deux. Ainsi dans

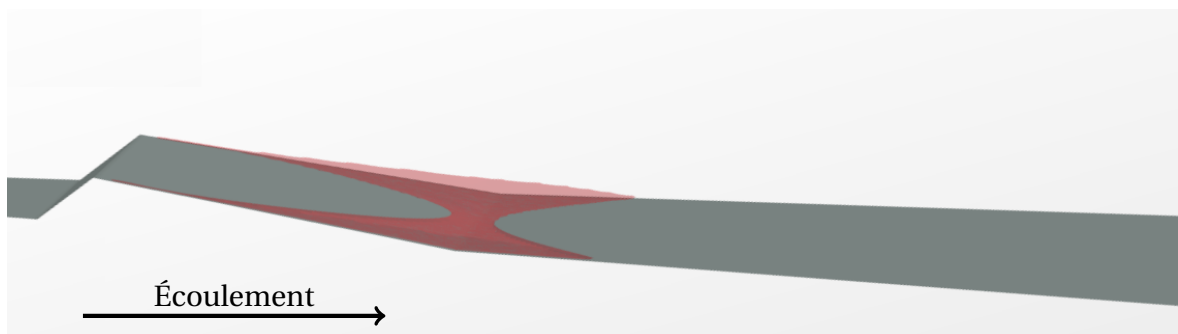


FIGURE 3.6 – Iso-contours des vitesses négatives (par rapport au sens de l'écoulement) dans la géométrie Venturi à $Re = 650$ pour l'huile 47V50. À partir de $Re \in [600;650]$, la couche limite laminaire se décolle sur toute la largeur de la veine au niveau de la fin de la pente du Venturi. Les surfaces rouges délimitent les régions de l'écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$.

les deux huiles, les premiers décollements de la couche limite laminaire apparaissent pour $Re \in [350;400]$ au niveau de la fin de la pente divergente du Venturi au niveau des deux parois latérales. Ces décollements évoluent avec l'augmentation du nombre de Reynolds de façon similaire pour les deux huiles silicones et à partir de $Re \in [600;650]$, les deux décollements latéraux se rejoignent au centre de la veine pour ne former qu'un seul décollement laminaire comme on peut le voir dans la figure 3.6.

La similitude entre les deux huiles est d'autant plus visible lorsque l'on regarde l'évolution du nombre de Reynolds $Re_{min} = (v_{min}h_{in})/\nu$ associé aux vitesses minimales v_{min} dans les zones décollées (figure 3.7). Il est à noter, que les calculs numériques effectués à $Re = 1450$ et $Re = 1500$ pour l'huile 47V50 semblent incohérents par rapport aux précédentes simulations, indiquant la possible apparition de faibles instabilités dans l'écoulement mettant à mal l'hypothèse de stationnarité de l'écoulement.

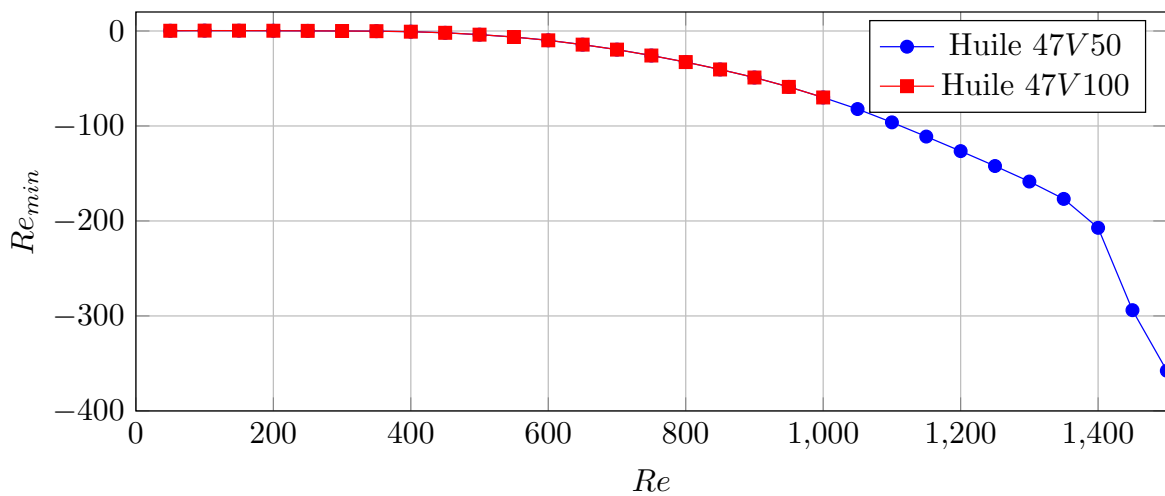


FIGURE 3.7 – Évolution du nombre de Reynolds associé à la vitesse de recirculation v_{min} en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement pour les huiles 47V50 et 47V100.

On peut en conclure que si l'aspect des décollements sont identiques à nombre de Reynolds équivalent, les vitesses dans les zones décollées de l'écoulement sont quant à elles proportionnelles à la viscosité. Dans notre cas, les vitesses dans les bulbes de décollement laminaire générés dans l'huile 47V100 seront alors deux fois plus élevées à nombre de Reynolds équivalent que dans l'huile 47V50.

Cette différence est illustrée dans la figure 3.8 par la comparaison des iso-contours des vitesses dans les bulbes de décollements pour les deux huiles et pour $Re = 1000$ dans les deux cas. Pour ce nombre de Reynolds, on peut remarquer que les dimensions du bulbe de décollement sont quasi-identiques d'une huile à l'autre mais que, cependant, les vitesses de décollement sont deux fois plus importantes pour l'huile 47V100 que pour l'huile 47V50. Il est important de noter la forme caractéristique du décollement lorsque celui-ci est assez développé. Il se situe en aval du col du Venturi autour de la fin de la pente divergente de celui-ci de façon symétrique. Le décollement n'est pas homogène sur la largeur du Venturi et on peut relever des effets de bords sur les parois latérales où les décollements de la couche limite laminaire se développent davantage. Ces caractéristiques particulières de l'écoulement décollé nous servent de bases dans l'analyse des dynamiques multiphasiques que nous développerons dans les chapitres suivants.

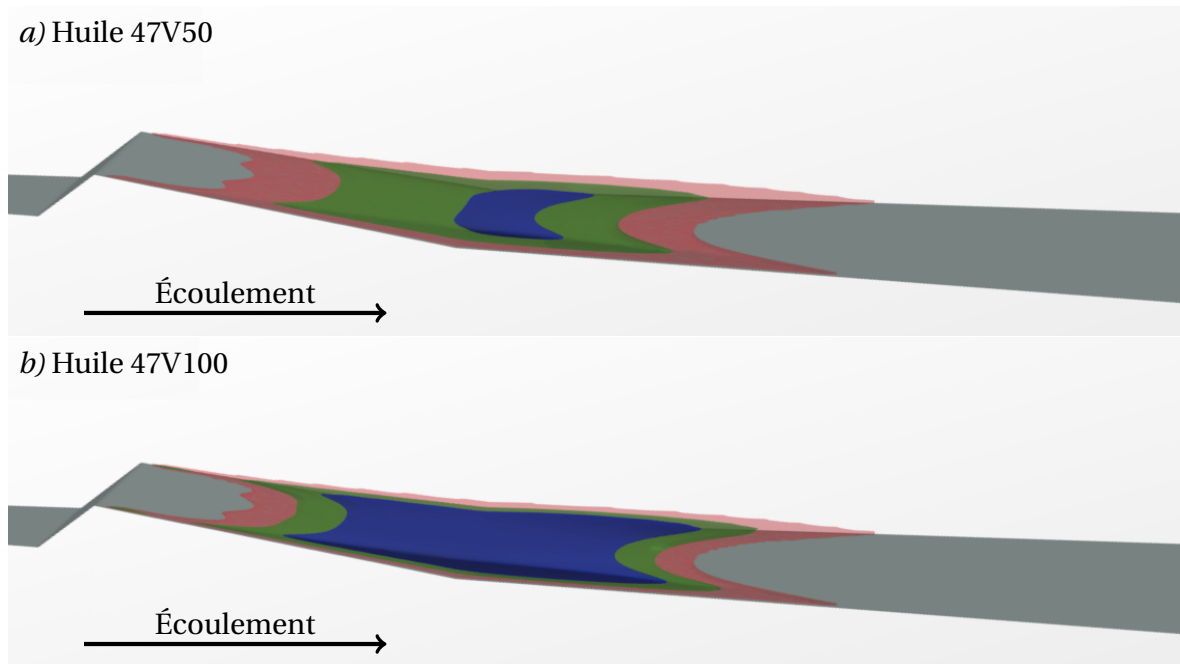


FIGURE 3.8 – Iso-contours des vitesses négatives (par rapport au sens de l’écoulement) dans la géométrie Venturi à $Re = 1000$ pour *a)* l’huile 47V50 et *b)* 47V100. Les décollements de la couche limite laminaire sont identiques pour les deux huiles à même nombre de Reynolds, seule change l’amplitude des vitesses dans ces décollements. Les surfaces rouges délimitent les régions de l’écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, les surfaces vertes correspondent à $v < -0.07 \text{ m.s}^{-1}$ et les bleues à $v < -0.15 \text{ m.s}^{-1}$.

2nd décollement sur le haut de la veine d’essais

En s’intéressant à des nombres de Reynolds plus élevés ($Re > 1000$) pour lesquels seuls les calculs pour le cas de l’huile 47V50 convergent toujours, un second décollement de la couche limite semble apparaître sur le haut de la géométrie pour $Re \in [1050; 1100]$. Ce décollement, qui s’installe en aval de la géométrie Venturi sur les parois latérales de la veine, est exposé en figure 3.9.

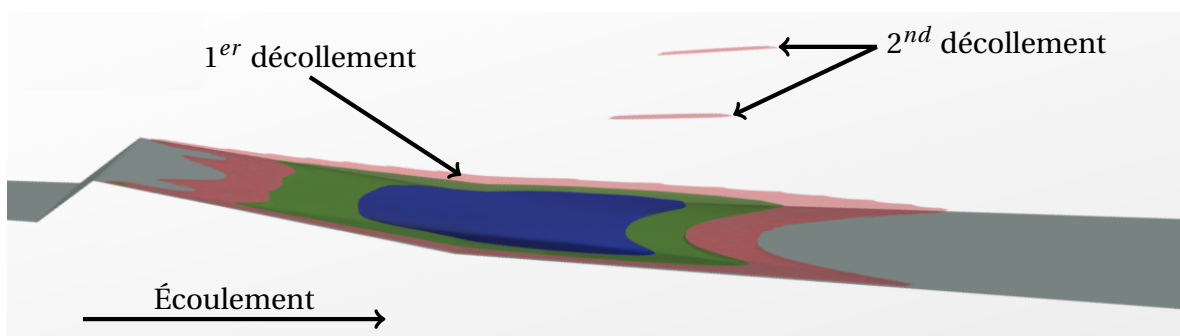


FIGURE 3.9 – Iso-contours des vitesses négatives (par rapport au sens de l’écoulement) dans la géométrie Venturi à $Re = 1100$ pour l’huile 47V50. Apparition du second décollement. Les surfaces rouges délimitent les régions de l’écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, les surfaces vertes correspondent à $v < -0.07 \text{ m.s}^{-1}$ et les bleues à $v < -0.15 \text{ m.s}^{-1}$.

Ce type de décollements secondaires a pu être observé dans plusieurs études, tant expérimentales que numériques, à l’arrière de marches dans des écoulements laminaires ou

en transition à la turbulence [ARMALY et al., 1983; BARKLEY et al., 2002; BISWAS et al., 2004; WILLIAMS et BAKER, 1997]. Ce phénomène peut être expliqué par la déviation de l'écoulement visqueux par une géométrie (marche ou Venturi) ce qui génère un fort cisaillement à l'arrière de la géométrie. En plus d'un décollement principal derrière la marche, un second décollement peut se développer sur la paroi opposée à la marche (haut de la veine) à partir de certaines conditions d'écoulement. ARMALY et al. [1983] remarquent que la position de ce second décollement semble être corrélée à la position du point de rattachement du décollement principal. On peut supposer que ce second décollement aura, comme le premier, des dimensions similaires à nombre de Reynolds équivalent pour les deux huiles silicones. La position du bulbe de décollement sur la paroi supérieure de la veine d'essais dépendant de la position du point de rattachement du décollement principal, identique dans les deux huiles à même Reynolds, nous pouvons en déduire que cette position devrait également être équivalente.

Nous pouvons aussi penser que ce décollement évoluera de façon similaire au décollement principal avec le nombre de Reynolds, se développant dans un premier temps sur les deux parois latérales de la veine avant de ne former qu'un seul bulbe de décollement sur toute la largeur de la veine. Les données exposées dans la figure C.4 en annexe C.1, qui montrent la croissance des décollements secondaires avec le nombre de Reynolds, semblent aller dans ce sens. Cependant des résultats obtenus par ARMALY et al. [1983] montrent que si les décollements secondaires croissent bien dans un premier temps avec le nombre de Reynolds, leurs tailles diminuent par la suite à des nombres de Reynolds plus élevés. Cette évolution sera détaillée dans la section 6.4.1.

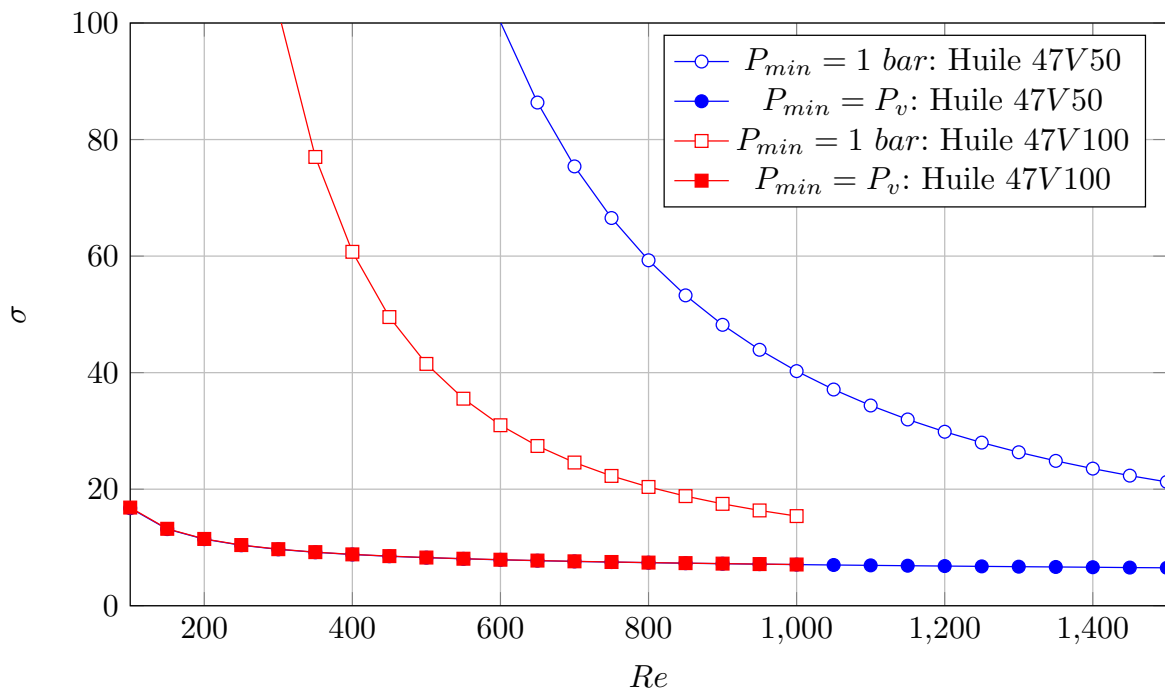


FIGURE 3.10 – Évolutions des nombres de cavitation correspondants aux conditions $P_{min} = 1 \text{ bar}$ et $P_{min} = P_v$ pour les deux huiles 47V50 et 47V100 en fonction du nombre de Reynolds. La condition $P_{min} = 1 \text{ bar}$ correspond à la limite de saturation d'une huile alors que la condition $P_{min} = P_v$ indique l'apparition des conditions requises pour la cavitation.

3.2.2 Apparition de la cavitation au col

Les simulations ne comportant pas de modèles multiphasiques, nous estimons les conditions d'apparition de la cavitation dans l'écoulement en nous référant à la définition de base de la cavitation : nous cherchons alors les conditions pour lesquelles nous calculons au niveau du col une pression minimale p_{min} égale ou inférieure à la pression de vapeur saturante de l'huile p_v . De même en définissant la limite d'existence du dégazage dans les huiles à saturation à 1 bar, nous regardons pour quelles conditions d'écoulements on obtient $P_{min} = 1 \text{ bar}$. Nous obtenons alors les courbes d'apparition de la cavitation et du dégazage dans les deux huiles silicones présentées dans la figure 3.10.

Nous pouvons observer, comme pour les dimensions des bulbes de décollements laminaire, une similarité dans l'apparition de la cavitation entre les deux huiles. Le nombre de cavitation étant théoriquement le paramètre contrôlant la taille des poches de cavitation nous devrions obtenir, pour des nombres de Reynolds similaires, des poches de cavitation de dimensions équivalentes dans les deux huiles 47V50 et 47V100.

3.2.3 Cavitation dans la boucle

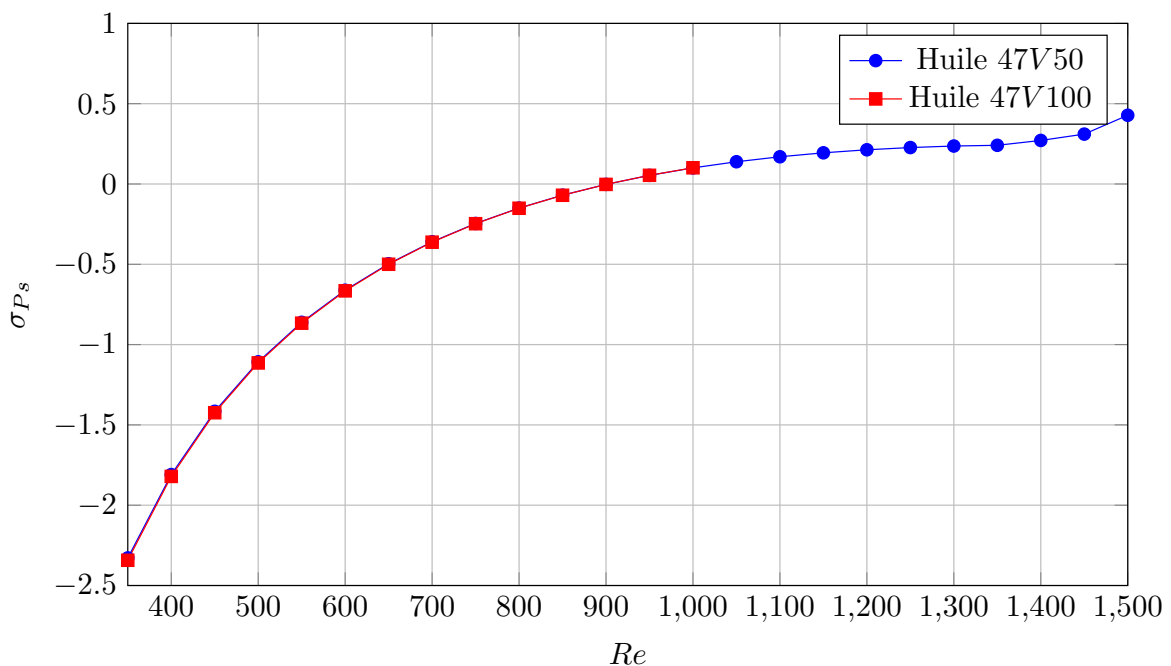


FIGURE 3.11 – Évolution de la différence de pression adimensionnée entre la sortie de la veine et le col du Venturi en fonction du nombre de Reynolds ($350 < Re < 1500$) pour les huiles 47V50 et 47V100. Un changement de signe du paramètre σ_{Ps} se produit à $Re \approx 900$.

Nous avons vu les conditions d'apparition de la cavitation au niveau du col du Venturi dans la zone de dépression générée par la géométrie Venturi. Cependant il est à noter que ces mêmes conditions peuvent être générées à d'autres endroits de la boucle du fait de la perte de charge, entraînant la formation et l'implosion de bulles, voir le désamorçage du circuit si trop de vapeur est générée. Pour étudier cela nous nous intéressons à la perte de charge entre le col du Venturi et l'extrémité de la veine d'essais normalisée par la pression dynamique noté σ_{Ps} :

$$\sigma_{Ps} = \frac{P_s - P_{col}}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (3.5)$$

Nous traçons l'évolution de ce paramètre avec le nombre de Reynolds dans la figure 3.11. Nous remarquons que la similarité est encore respectée et que le paramètre change de signe pour $Re \approx 900$, indiquant que la perte de charge devient aussi importante que la baisse de pression causée par l'accélération du liquide au niveau du col du Venturi. Cela révèle l'importance de la perte de charge à plus hauts nombres de Reynolds pouvant entraîner la vaporisation de l'huile en aval de la veine d'essais.

3.3 Synthèse sur l'étude numérique

En l'absence de moyens de mesures nous permettant d'accéder expérimentalement à la topologie de l'écoulement, les résultats numériques présentés dans ce chapitre nous serviront de base dans l'analyse des résultats expérimentaux dans la suite de la thèse (chapitre 4). Pour des gammes de nombres de Reynolds modérément élevées ($Re \in [0; 1400]$) les simulations nous apportent des informations sur des écoulements simples, laminaires et stationnaires, qui peuvent se mettre en place en l'absence de dynamiques multiphasiques. Au delà de ces gammes de Reynolds ($Re > 1400$) les conditions de stationnarités ne semblent plus être respectées montrant ainsi une déstabilisation de l'écoulement, prémisses de la transition vers un régime turbulent.

Nous avons pu calculer qu'un décollement de couches limite principal apparaît à l'arrière de la géométrie Venturi pour $Re \in [300; 350]$ et se développe sur chaque paroi latérale de la veine jusqu'à se rejoindre au milieu de la veine pour $Re \in [600; 650]$. Un décollement secondaire apparaît quant à lui à partir de $Re \in [1050; 1100]$ sur la paroi supérieure de la veine d'essais légèrement en aval du col. Sa position semble dépendre du point de rattachement du décollement principal.

Nous avons pu vérifier la similarité des écoulements avec les nombre de Reynolds, entraînant un rapport de quatre pour les gradients de pressions et un rapport de deux pour les vitesses dans les décollements laminaires entre l'huile 47V50 et l'huile 47V100.

Les simulations nous ont également permis d'estimer les conditions d'apparition de la cavitation ($P_{min} = P_v$) ainsi que de saturation à 1 bar ($P_{min} = 1 \text{ bar}$).

Les décollements de couches limites ou encore les gradients de pressions présentés tout au long de ce chapitre peuvent être autant de dynamiques susceptibles d'intervenir dans la génération et le développement de phénomènes multiphasiques complexes tels que le dégazage et la cavitation. Nous nous appuyerons alors sur ces résultats numériques pour analyser les écoulements observés lors de nos campagnes expérimentales.

3.4 Références

ARMALY, B. F., F. DURST, J. C. F. PEREIRA et B. SCHÖNUNG. 1983, «Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 127, p. 473–496. 46

BARKLEY, D., M. G. GOMES et R. D. HENDERSON. 2002, «Three-dimensional instability in flow over a backward-facing step.», *J. Fluid Mech.*, vol. 473, p. 167–190. 46

- BISWAS, G. G., M. M. BREUER et F. F. DURST. 2004, «Backward-facing step flows for various expansion ratios at low and moderate reynolds numbers.», *J. Fluids Eng.*, vol. 126, p. 362–374. [46](#)
- CHARRIERE, B. et E. GONCALVES. 2016, «Numerical approach to reproduce instabilities of partial cavitation in a venturi 8° geometry.», dans *Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*. [38](#)
- CHIAPOLINO, A., P. BOIVIN et R. SAUREL. 2017, «A simple and fast phase transition relaxation solver for compressible multicomponent two-phase flows.», *Comp. and Fluids*, vol. 150, p. 31–45. [38](#)
- DOVGAL, A., V. KOZLOV et A. MICHALKE. 1994, «Laminar boundary layer separation : Instability and associated phenomena.», *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 30, n° 1, p. 61–94. [42](#)
- GONCALVÈS, E. et D. ZEIDAN. 2018, «Simulation of compressible two-phase flows using a void ratio transport equation.», *Communications in Comp. Phys.*, vol. 24, p. 167–203. [38](#)
- NIEDŹWIEDZKA, A., G. H. SCHNERR et W. SOBIESKI. 2016, «Review of numerical models of cavitating flows with the use of the homogeneous approach.», *Archives of Thermodynamics*, vol. 37, p. 71–88. [38](#)
- WILLIAMS, P. T. et A. J. BAKER. 1997, «Numerical simulations of laminar flow over a 3d backward-facing step.», *Int. J. Num. Methods in Fluids*, vol. 24, p. 1159–1183. [46](#)

Chapitre 4

Écoulements multiphasiques : Phénoménologie du dégazage et de la cavitation

*« L'observation recueille les faits,
la réflexion les combine,
l'expérience vérifie le résultat de la
combinaison. »*

Denis Diderot

Sommaire

4.1	Théorie sur les équilibres multiphasiques	52
4.1.1	Équilibre des gaz dans un liquide	52
4.1.2	Transferts de masses : Diffusions “dirigées” dans les bulles	54
4.1.3	Comportement d’une bulle dans un liquide	54
4.2	Dégazage dans les couches limites laminaires décollées	56
4.2.1	Apparition du dégazage	57
4.2.2	Recirculation de bulles	60
4.2.3	Régime sous-critique des bulles “têtards”	65
4.2.4	Synthèse sur le phénomène de dégazage	72
4.3	Cavitation partielle dans les huiles silicones	72
4.3.1	Aperçu des différents types de poches observées	73
4.3.2	Apparition des poches dans l’écoulement	74
4.4	Poches de cavitation attachées	76
4.4.1	Les Poches “têtards”	77
4.4.2	Les Poches “bandes”	77
4.4.3	Les bulles “têtards” secondaires	80
4.5	Cavitation par “patch”	82
4.5.1	Cavitation par “patch” derrière une bulle de recirculation	82
4.5.2	Cavitation par “patch” derrière une poche “bande”	87
4.6	Cavitation de tourbillons	89
4.7	Synthèse sur le phénomène de cavitation	90
4.8	Références	91

Deux types de phénomènes multiphasiques peuvent apparaître dans un écoulement soumis à des zones de dépressions :

- La cavitation, qui apparait à très basse pression ($P < P_v \simeq 1 \text{ Pa}$), est caractérisée par des temps très courts de vaporisation (et de condensation) généralement inférieurs à la milliseconde.
- Le dégazage peut quant à lui se produire pour des pressions plus élevées et s'avère être davantage dépendant d'une différence de pression δP que d'une pression limite. Le phénomène de dégazage présente plusieurs temps caractéristiques allant de la milliseconde, pour la croissance explosive des bulles soumises à une dépression ainsi que pour les lâchers de microbulles, jusqu'à la seconde voire la minute pour l'attachement et l'oscillation des bulles d'air.

Ce chapitre cherche à illustrer les différentes dynamiques de bulles que l'on est susceptible d'observer en dégazage et en cavitation avec l'introduction des différents concepts régissant ces phénomènes. Ces dynamiques sont mises en relation avec les simulations numériques du chapitre précédent (§3) pour permettre leurs analyses et leurs interprétations.

4.1 Théorie sur les équilibres multiphasiques

4.1.1 Équilibre des gaz dans un liquide

Le phénomène de dégazage, qui se manifeste particulièrement dans les huiles visqueuses utilisées lors de cette thèse nécessite d'être proprement introduit. Dans un liquide à température constante et à l'équilibre, la *loi de Henry* dit que "la quantité de gaz dissout dans ce liquide est proportionnelle à la pression partielle qu'exerce ce gaz sur le liquide "; la pression partielle d'un gaz $p_i(T)$ dans un mélange étant définie comme la pression qu'exerceraient les molécules de ce gaz si celui ci occupait tout le volume du mélange. Ainsi, la loi de Henry peut s'écrire :

$$p_i(T) = x_i^L \times \frac{1}{H_i(T)} \quad (4.1)$$

Avec x_i^L la fraction molaire du gaz dans le liquide et H_i la constante de Henry dépendant de la nature du gaz et du liquide ainsi que de la température T . La pression totale du mélange de gaz dans le liquide p correspond alors, d'après la loi de Dalton, à la somme des pressions partielles :

$$p = \sum_i p_i \quad (4.2)$$

Dans les études sur la cavitation, trois types de fluides sont principalement considérés :

- 1 : Un **liquide** (eau, huile).
- 2 : La **vapeur** de ce liquide générée par la cavitation.
- 3 : Un **gaz non-condensable**, l'air.

En considérant des gaz parfaits idéalement mélangés, on peut exprimer les fractions massiques Y_i^* de chaque fluides i à une certaine pression p dans un système d'équations d'équilibres [[CHIAPOLINO et al., 2017](#)] :

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_3^* = H_3 \times \left(\frac{W_3}{W_2} \right) \times p \\ Y_3^* = \left(\frac{p}{P_v(T)} - 1 \right) \frac{W_3}{W_2} Y_2^* \\ Y_1^* = 1 - \left[\left(\frac{p}{P_v(T)} - 1 \right) \frac{W_3}{W_2} + 1 \right] Y_2^* \end{array} \right. \quad (4.3)$$

Avec W_i les masses molaires associées à chaque fluides et H_3 la constante de Henry de la phase 3, l'air.

En prenant l'exemple de l'eau au repos à 25°C, on peut estimer dans la figure 4.1 l'évolution de la fraction massique des deux gaz à l'approche de la pression de vapeur saturante.

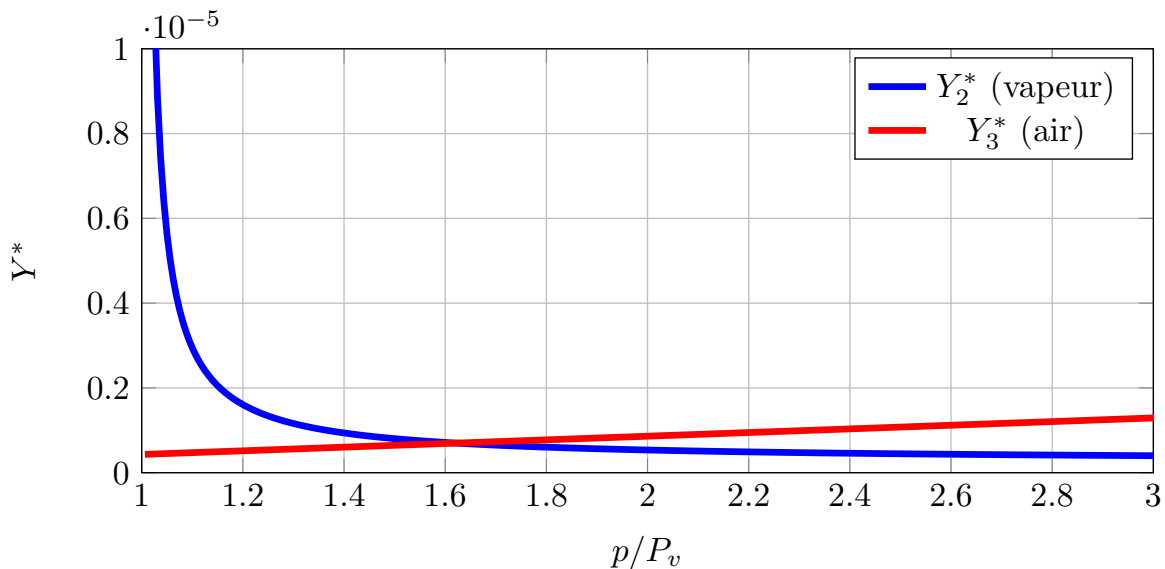


FIGURE 4.1 – Évolution des fractions massiques d'air et de vapeur calculées dans l'eau à 25°C à l'approche de la pression de vapeur saturante $P_v = 3200 \text{ Pa}$.

On remarque que pour les hautes pressions la vapeur est présente en très faible quantité en comparaison de la vapeur d'eau alors que, dès que l'on se rapproche de la pression de vapeur saturante du liquide, la quantité de vapeur augmente de façon exponentielle pendant que le taux d'air dissout continu à diminuer.

Dans les huiles silicones que nous utilisons nous n'avons malheureusement pas accès à des mesures du taux d'air dans notre circuit. Nous avons pu voir précédemment que ces huiles ont une forte appétence pour l'air et nous supposons que les variations du taux d'air dissout dans ces huiles restent similaires à ce que l'on peut voir dans l'eau. À l'approche de la pression de vapeur saturante des huiles silicones, la vapeur d'huile aura alors tendance à remplacer l'air dissout dans la boucle conduisant au **dégazage sous forme de bulles** d'une grande partie de l'air dissout à basses pressions.

4.1.2 Transferts de masses : Diffusions “dirigées” dans les bulles

La diffusion de gaz (air) à l’interface d’une bulle, aussi dite “dirigée”, a fait l’objet de récents travaux de Groß *et al.* que ce soit dans de l’huile visqueuse [GROSS et PELZ, 2017] ou dans un écoulement d’eau [GROSS et al., 2018]. Cette diffusion correspond au transfert de gaz à l’interface d’une bulle qui peut se produire du liquide vers la bulle ou inversement suivant les cas. Quand un liquide est dit **saturé**, c’est à dire qu’il est à l’équilibre avec les différents gaz qui le composent comme nous l’avons vu plus haut, le gaz dissout dans ce liquide sera transféré vers la bulle participant alors à sa croissance. Dans le cas d’une bulle stabilisée, la bulle peut atteindre une taille critique générant alors des lâchers de micro-bulles à haute fréquence [GROSS et PELZ, 2017]. Au contraire, si le liquide est en **sous-saturation**, en déséquilibre liquide/gaz, le transfert se fera dans le sens inverse et l’air contenu dans la bulle aura tendance à se dissoudre dans l’huile entraînant la disparition de celle-ci.

Cette diffusion est un phénomène assez lent qui peut se développer progressivement sur des temps caractéristiques assez long de **plusieurs secondes voir minutes** comme l’on peut le voir dans les travaux de EPSTEIN et PLESSET [1950]. Dans de l’eau en sous-saturation, ils trouvent des temps caractéristiques de dissolutions de bulles d’air de l’ordre de la seconde alors qu’en super-saturation, les temps de croissances des bulles pour que leurs rayons décuplent est davantage de l’ordre de la minute.

4.1.3 Comportement d’une bulle dans un liquide

Cas général

L’évolution du rayon R d’une bulle sphérique plongée dans un environnement liquide infini supposé incompressible est gouvernée par l’équation de Rayleigh–Plesset qui s’écrit :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2\theta}{\rho R} + \frac{P_\infty(t) - P_b(t)}{\rho} = 0 \quad (4.4)$$

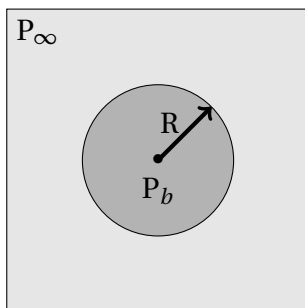


FIGURE 4.2 – Schéma d’une bulle de gaz dans un liquide.

Le problème de la bulle dans un liquide au repos est schématisé dans la figure 4.2. En connaissant la pression supposée uniforme dans la bulle P_b ainsi que la pression dans le liquide environnant P_∞ , on peut alors accéder aux oscillations du rayon de la bulle en fonction du temps $R(T)$. En simplifiant l’équation dans un cas stationnaire, on obtient alors l’équation de Young-Laplace :

$$P_\infty - P_b = \frac{2\theta}{R} \quad (4.5)$$

Au regard de l’équation 4.5, une bulle de gaz subissant une baisse de pression verrait alors son rayon augmenter progressivement. Nous schématisons dans la figure 4.3 l’évolution d’une bulle dans le type d’écoulement laminaire autour d’une géométrie Venturi que l’on peut retrouver tout au long de cette thèse.

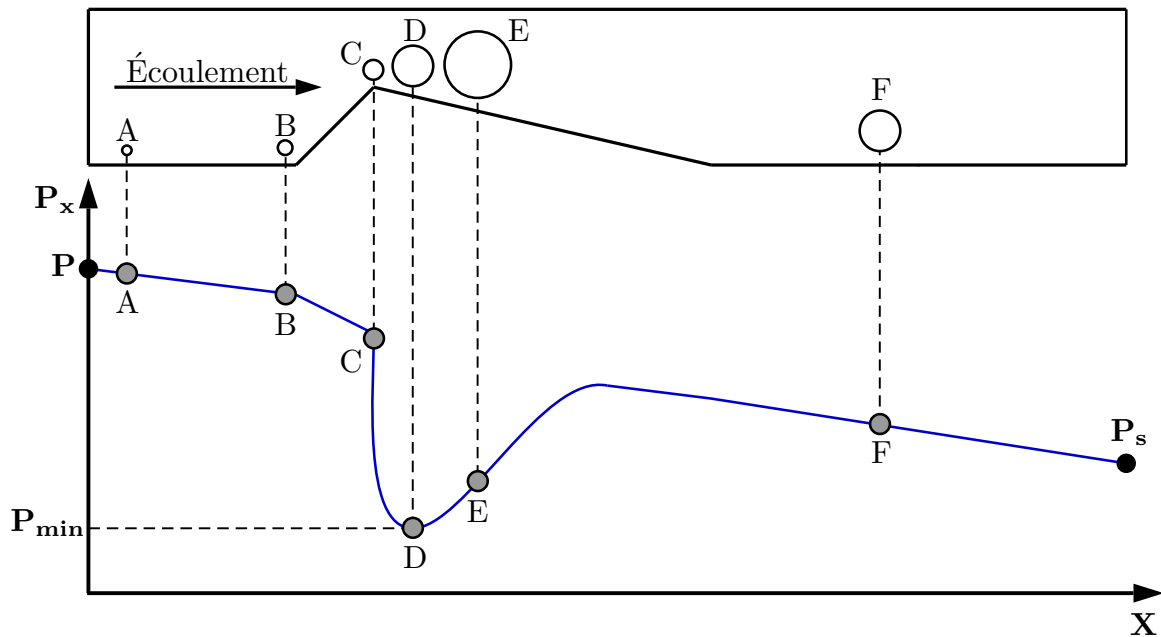


FIGURE 4.3 – Schéma de l'évolution de la taille d'une bulle dans un écoulement laminaire autour d'une géométrie Venturi. La bulle atteint sa taille maximale au point E, situé légèrement en aval du col du Venturi (C), à cause de forces d'inerties.

Cas particulier d'une bulle de mélange air/vapeur : Diffusion "convective"

Dans la littérature sur la cavitation, les pressions étudiées sont par définition proches de la pression de vapeur saturante du liquide conduisant à des bulles de mélanges d'air et de vapeur aux comportements particuliers comme la **diffusion "convective"**. La diffusion "convective", aussi appelée pseudo-cavitation [BRENNEN, 1995], est un phénomène introduit par VAN WIJNGAARDEN [1967] et précédemment observé par PARKIN et KERMEEN [1953] qui est caractérisé par la croissance explosive d'une bulle de gaz quand elle expérimente une chute de pression en dessous d'une valeur critique P_c .

La théorie derrière ce phénomène particulier découle de l'étude de la stabilité de bulles précédemment introduit et qui est reprise dans plusieurs ouvrages sur la cavitation [BRENNEN, 1995, 2005; FRANC et MICHEL, 2006].

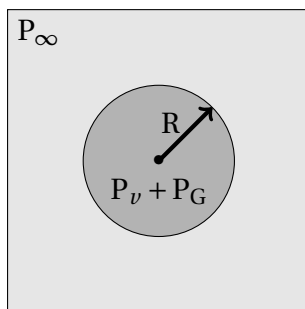


FIGURE 4.4 – Schéma d'une bulle de gaz dans un liquide.

À partir d'un exemple simple d'une bulle contenant de la vapeur (d'huile) et du gaz non-condensable (air) à l'équilibre avec un liquide environnant au repos, nous allons décrire ce phénomène. Les conditions d'équilibre de la bulle sont illustrées dans la figure 4.4. À une température donnée, dans une bulle sphérique de rayon R , la pression à l'intérieur de la bulle, correspondant à la somme des pressions partielles de la vapeur et du gaz non-condensable $P_v + P_G$, se trouve à l'équilibre avec la pression du liquide sur la surface de la bulle $P_\infty + 2\theta/R$. On obtient alors l'équation 4.6 :

$$P_\infty = P_v + P_G - \frac{2\theta}{R_0} \quad (4.6)$$

Dans notre exemple, la pression hydrostatique est négligée et la pression du liquide s'applique de façon uniforme sur la bulle. Nous regardons maintenant l'effet d'une dépression sur la bulle. Nous faisons l'hypothèse que la baisse de pression se fait assez lentement pour que l'équilibre soit encore satisfait mais reste assez rapide pour pouvoir négliger la diffusion de gaz dissout à l'interface. La bulle part d'un état initial, marqué par l'indice 0, représenté par l'équation 4.7 et va jusqu'à un second équilibre illustré par l'équation 4.6.

$$P_{\infty 0} = P_v + P_{G0} - \frac{2\theta}{R_0} \quad (4.7)$$

Dans une transformation isotherme, la pression d'un gaz est inversement proportionnel à son volume et nous obtenons à partir des équations 4.6 et 4.7 :

$$P_{\infty}(R) = P_v + P_{G0} \left[\frac{R_0}{R} \right]^3 - \frac{2\theta}{R} \quad (4.8)$$

Il en résulte deux conditions critiques du rayon de la bulle R_c de pression P_c autour desquelles la bulle passe d'un état d'équilibre stable à un état instable.

$$\begin{cases} R_c = R_0 \sqrt{\frac{3P_{G0}}{2\theta/R_0}} \\ P_c = P_v - \frac{4\theta}{3R_c} \end{cases} \quad (4.9)$$

Une bulle expérimentant une zone de dépression de pression p peut se comporter de deux façon différentes :

- Si $p > P_c$ la bulle va grossir progressivement jusqu'à atteindre un nouvel équilibre.
- Si $p < P_c$ la bulle va devenir instable et va grossir de façon explosive. C'est ce qu'on appelle la **diffusion "convective"**.

D'après [CECCIO et MÄKI HARJU \[2017\]](#), les tailles typiques des bulles que l'on peut observer dans des tunnels de cavitation sont comprises dans un intervalle $1 \mu m < R_c < 500 \mu m$ correspondant à des pressions critiques $0 > P_c > -100 \text{ kPa}$.

En résumé dans nos écoulements l'air, la vapeur et l'huile interagissent pour trouver un certain équilibre. Si à hautes pressions la vapeur est présente en quantité négligeable, elle devient de plus en plus présente dès lors que l'on se rapproche de la pression de vapeur saturante du liquide entraînant alors une transition de l'écoulement dominé par le dégazage de bulles d'air à hautes pressions vers un écoulement caractérisé par la cavitation à basses pressions. Les bulles de gaz de l'écoulement peuvent également s'avérer particulièrement sensibles aux variations de pressions générées par une géométrie Venturi, modifiant leurs tailles et leurs comportements.

Ces différentes notions seront réutilisées au cours de ce chapitre pour analyser les différentes dynamiques multiphasiques que nous présentons.

4.2 Dégazage dans les couches limites laminaires décollées

L'apparition de structures gazeuses peut être générée dans un écoulement de plusieurs façons, comme par la nucléation de surface engendrée par la diffusion de gaz dans des rugosités sur une paroi [[GROSS et al., 2018](#)], ou bien sur des surfaces lisses avec l'interaction d'une bulle incidente et d'une couche limite laminaire décollée [[KATZ, 1984](#)]. Ce genre de dynamiques peut être autant observé en cavitation avec des bulles de vapeur

qu'avec des bulles d'air pour le dégazage. Dans notre étude, le dégazage est étudié autour d'une géométrie Venturi présentant très peu d'aspérités et supposée lisse pour les deux huiles silicones 47V50 et 47V100. Ces huiles présentent des caractéristiques particulièrement favorables aux dynamiques de dégazage :

- De fortes concentrations d'air quand elles sont à saturation.
- Des zones de dépressions qui se forment, d'après les simulations numériques du chapitre 3, à partir de certaines conditions en Reynolds, permettant la croissance de bulle d'air (cf figure 4.3).
- Le décollement de l'écoulement laminaire (chapitre 3) qui permet la stabilisation et l'attachement de bulles d'air dans ces régions.

Pour illustrer les différentes dynamiques du dégazage rencontrées, nous choisissons de nous concentrer sur l'huile 47V100, plus visqueuse et davantage sujette au décollement et ceci pour une large gamme de nombres de Reynolds. Les différents résultats concernant le dégazage observé dans l'huile 47V50 seront introduits ponctuellement dans la section 4.2 pour aider à la compréhension des phénomènes et pour regarder l'influence de la viscosité sur les différentes dynamiques.

4.2.1 Apparition du dégazage

Le phénomène de dégazage par une géométrie Venturi lisse semble ne pouvoir se produire que sous certaines conditions dans un écoulement laminaire : avec la présence d'un décollement de la couche limite laminaire et avec la formation d'une zone de basse pression pour permettre la croissance d'une bulle d'air. Comme illustré dans le chapitre 3, de larges régions de recirculations engendrées par le décollement de la couche limite laminaire peuvent apparaître à l'arrière d'une géométrie Venturi. D'après nos simulations, les décollements peuvent apparaître en aval du col du Venturi pour des nombres de Reynolds supérieurs à $Re \in [350; 400]$ pour l'huile 47V100 et 47V50. De plus, d'après ces mêmes simulations, un bulbe de décollement laminaire présent sur toute la largeur de la veine, nécessaire à la dynamique de recirculation de bulle, ne peut se mettre en place qu'à partir de $Re \in [600; 650]$ pour les deux huiles silicones.

Pour illustrer l'apparition du dégazage dans notre veine d'essais nous observons l'écoulement dans l'huile 47V100 pour un nombre de Reynolds $Re = 652$ et un nombre de cavitation $\sigma = 17.9$. D'après nos simulations, dans ces conditions l'écoulement, qui ne présente initialement aucune dynamique de bulle, devrait être décollé et présenter une région de dépression en aval du col du Venturi permettant la croissance assez importante d'une bulle. Ces conditions sont favorables à l'initiation du phénomène de dégazage qui se produit comme suit :

- Dans un premier temps, une bulle d'air incidente de diamètre équivalent $d_{eq} \simeq 1 \text{ mm}$ atteint une zone de dépression située à proximité d'un point de décollement au niveau du col du Venturi ($X^* = Y^* = Z^* = 0$) et doit subir une croissance rapide. La bulle doit ensuite se détacher de la paroi quand le diamètre de la bulle dépasse l'épaisseur de la couche limite décollée [ARAKERI, 1973]. Comme illustré en figure 4.5, la bulle est ensuite étirée à cause du grand cisaillement de l'écoulement dans cette région estimé à $\dot{\gamma} = 741 \text{ s}^{-1}$ aux vues de la déformation de la bulle à $t = t + \Delta t$. La partie supérieure de la bulle est emportée par l'écoulement incident alors que sa partie inférieure est "capturée" par la couche limite décollée.

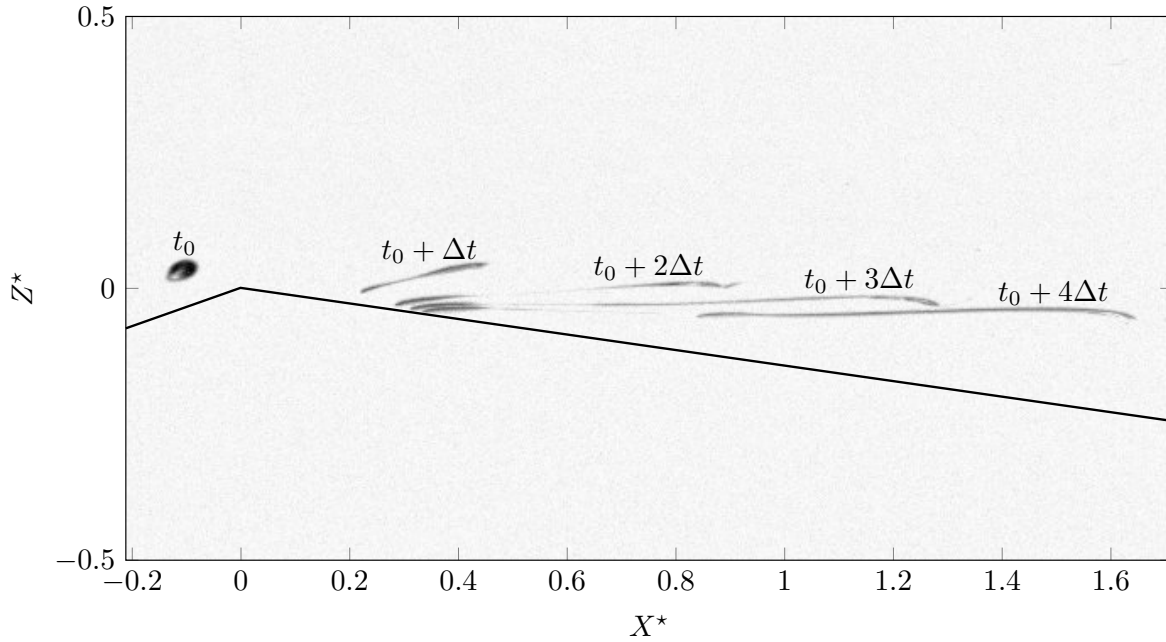


FIGURE 4.5 – Superposition des vues de côté d'une bulle subissant une croissance au niveau d'un décollement laminaire à $Re = 652$ et $\sigma = 17.9$ dans l'huile 47V100 pendant 4 ms avec un pas de temps $\Delta t = 1$ ms. Une bulle incidente ($t = t_0$) arrive au niveau du Venturi et subit une dépression qui entraîne son expansion rapide ($t = t_0 + \Delta t$). Lors de cette croissance, une partie de la bulle est capturée par le décollement laminaire et le reste est entraîné par l'écoulement cisailé qui engendre l'allongement de la bulle visible pour $t_0 + 2\Delta t \leq t \leq t_0 + 4\Delta t$.

- La partie de la bulle capturée par le dessus de la couche limite laminaire décollée est ensuite entraînée par les faibles vitesses positives (dans le sens de l'écoulement) vers un point de recollement de la couche limite situé à proximité de la fin de la pente de la partie divergente du Venturi positionné en $(X^* = 7.1, Y^* = 0, Z^* = -0.5)$ dans la figure 4.6. La bulle se stabilise enfin le long d'une des parois latérale correspondant à la position $(X^* = 7.1, Y^* = 0.5, Z^* = -0.5)$.

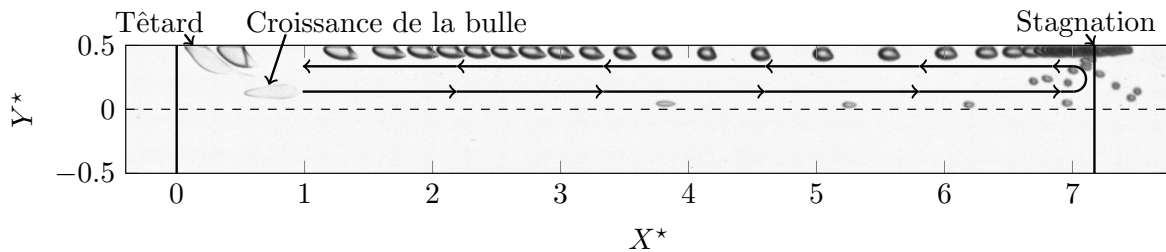


FIGURE 4.6 – Évolution d'une bulle (observée du dessus) de son étirement au col jusqu'à son attachement enregistrée à $Re = 652$ et $\sigma = 17.9$ dans l'huile 47V100. La superposition d'images couvre 25 secondes avec un pas de temps entre chaque image $\Delta t = 100$ ms. L'écoulement va de gauche à droite. Les deux lignes noires positionnées en $X^* = 0$ et $X^* = 7.1$ indiquent respectivement le col et la fin de la pente du Venturi.

- Dans un second temps, la bulle stabilisée grossit grâce à la diffusion d'air à son interface, mais elle aurait également pu coalescer avec d'autres bulles possiblement capturées en suivant les mêmes étapes. Environ 23.6 s après son étirement au col,

la bulle a grossi suffisamment pour que l'écoulement recirculant compense sa traînée et puisse la remettre en mouvement. La bulle remonte alors la pente du Venturi avec une vitesse moyenne de 0.34 m.s^{-1} jusqu'aux environs du col ($X^* \approx 0, Y^* = 0.5, Z^* \approx 0$) où la bulle s'attache et forme alors une bulle "têtard". La figure 4.6 présente la trajectoire de la bulle au cours de ces différentes étapes avec une superposition d'images vues du dessus.

Finalement, après un certain temps (plusieurs cycles), allant de plusieurs dizaines de secondes à plusieurs minutes, une seconde bulle "têtard" s'attache sur l'autre paroi latérale (dans l'exemple précédent elle serait positionnée à ($X^* \approx 0, Y^* = -0.5, Z^* \approx 0$)) suivant le même processus que pour la bulle précédente. La génération de ces deux bulles "têtards" est schématisée dans la figure 4.7.

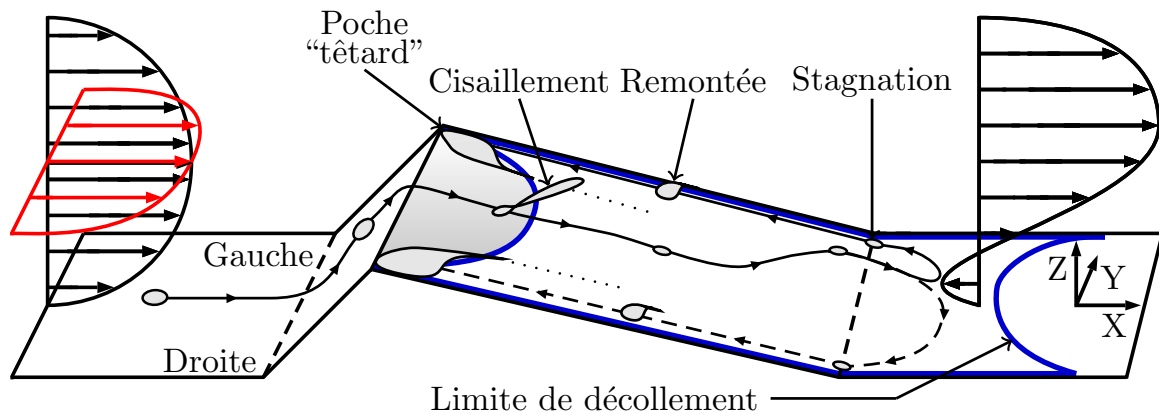


FIGURE 4.7 – Schéma de la recirculation de bulles avec le cisaillement d'une bulle incidente, la capture d'une partie de la bulle par la couche limite décollée et l'attachement au col des bulles "têtards".

L'apparition du dégazage et l'attachement des bulles "têtards" dans la couche limite décollée se produisent en suivant les différents processus précédemment présentés principalement pour l'huile 47V100, et ceci pour des nombres de Reynolds modérément élevés $Re < 900$. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, les bulles, au lieu de se stabiliser sur une des parois latérales avant de remonter la pente du Venturi, ont tendance à se stabiliser au centre de la veine ($X^* \approx 7.1, Y^* = 0, Z^* \approx -0.5$) et à remonter la pente du Venturi vers le centre du col ($X^* = Y^* = 0 = Z^* \approx 0$) où elles ne peuvent s'attacher et se désagrègent du fait des grandes vitesses dans cette zone. Un exemple de cette dynamique est illustré avec la figure 4.8.

On observe ce même type de mécanisme dans l'huile 47V50 qui conduit à la cavitation par "patch" présentée dans le chapitre 4.5. Dans cette huile, la gamme de Reynolds pour laquelle des bulles peuvent s'attacher le long des parois latérales de la veine apparaît extrêmement limitée (elle est estimée à $700 < Re < 800$), révélant une diminution de l'impact du dégazage avec la baisse de la viscosité.

Ces différences peuvent s'expliquer par des effets d'échelle du Venturi sur l'écoulement, précédemment mis en relief dans des écoulements turbulents par DULAR et al. [2012]. La géométrie Venturi que nous utilisons présente des longueurs caractéristiques qui peuvent être du même ordre de grandeur que l'épaisseur des couches limites laminares, supposées proportionnelles à $1/\sqrt{Re}$ en se basant sur les équations de Blasius sur une plaque plane. Il en résulte des effets de bords qui peuvent se révéler importants pour

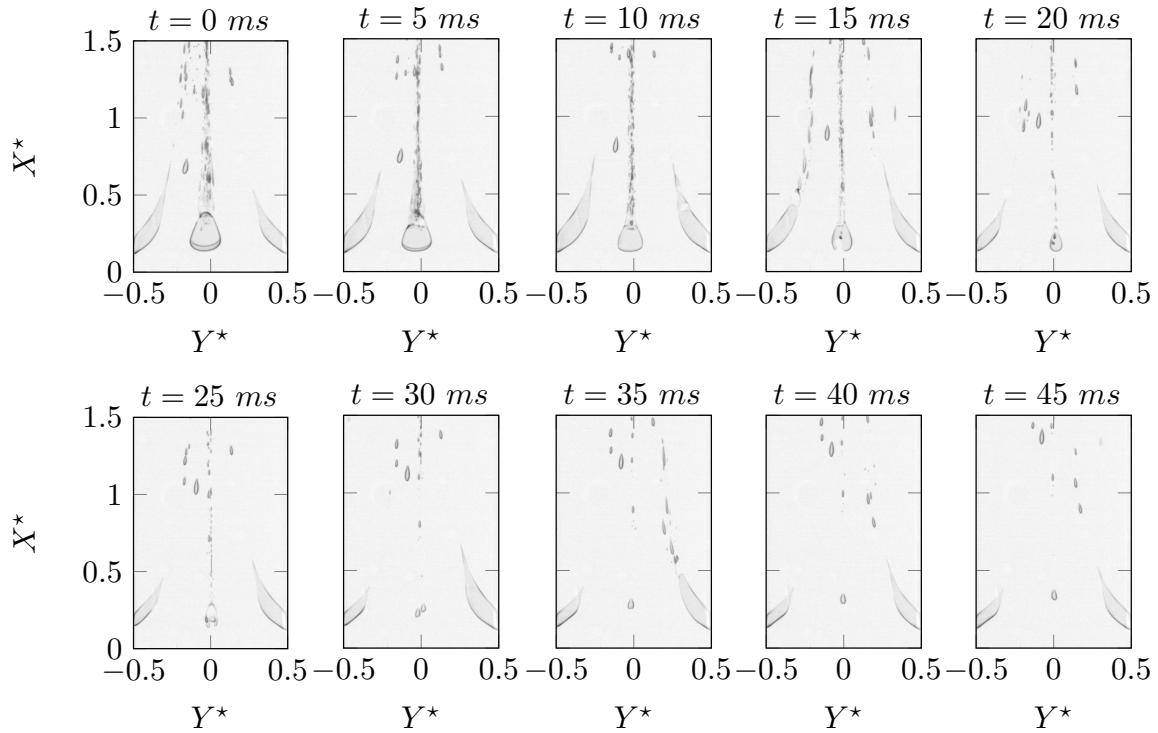


FIGURE 4.8 – Désagrégation d’une bulle au centre du col de la géométrie Venturi observée à $Re = 968$ et $\sigma = 7.86$ dans l’huile 47V100 avec un pas de temps $\Delta t = 5 \text{ ms}$.

des nombres de Reynolds modérément élevés. L’attachement des bulles “têtarde” semble être le résultat de ces effets de bords qui induisent un fort décollement au niveau des parois latérales (cf. chapitre 3). L’attachement des bulles apparaît alors être limité par le nombre de Reynolds qui limite les effets de bords mais aussi par les vitesses dans les écoulements latéraux décollés, plus importants pour l’huile 47V100 que pour l’huile 47V50 à nombre de Reynolds équivalent.

Par conséquent, les dynamiques de dégazage peuvent davantage se révéler pour l’huile 47V100 et ce pour des gammes de Reynolds plus importantes. Nous nous concentrons alors sur les dynamiques de bulles menant à l’attachement des deux bulles “têtarde” dans cette huile.

4.2.2 Recirculation de bulles

Une fois le dégazage initié dans l’écoulement avec la recirculation de bulles d’air et l’attachement des deux bulles “têtarde”, différents types de régimes de dégazage peuvent se mettre en place, liés à l’apparition et à la disparition de ces bulles “têtarde”. La cartographie de ces événements en fonction des paramètres d’exploitations du circuit est visible en figure 4.9.

Régime de recirculation de bulles d’air

L’apparition du dégazage avec le processus de recirculation de bulle illustré dans la section 4.2.1 se produit à partir d’un Reynolds critique Re_c^i estimé à 650 et pour des valeurs de pressions assez élevées ne permettant pas la vaporisation par cavitation de l’huile silicone. En deçà de cette valeur critique, la génération de bulles peut également être observée mais cela n’aboutit ni à la recirculation ni à l’attachement de bulles qui sont alors

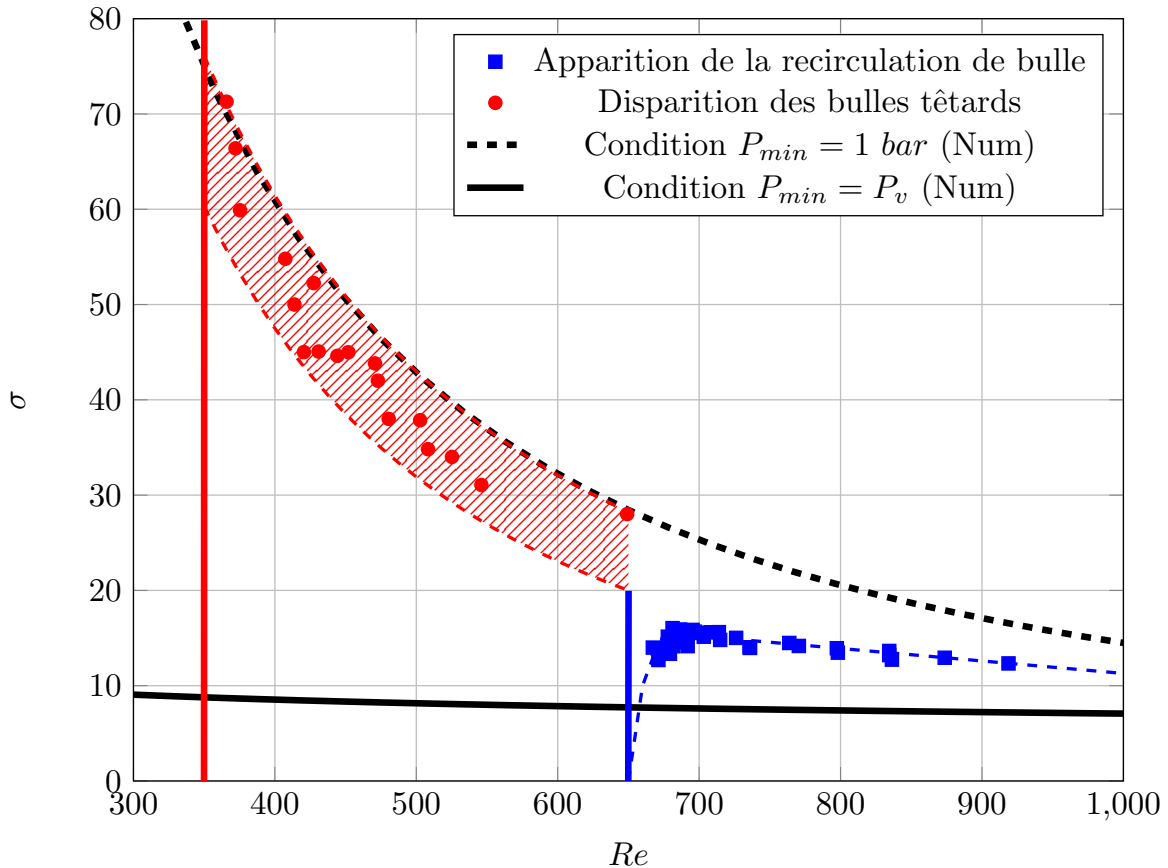


FIGURE 4.9 – Carte du dégazage dans le Venturi pour l’huile 47V100. Apparition et disparition des bulles têtards. Les courbes de couleur en pointillés représentent une interpolation des points de mesures pour guider l’œil du lecteur.

justes entraînées par l’écoulement. Une explication pourrait se trouver dans le développement du décollement au centre de la veine qui permettrait à la bulle générée au centre du col ($X^* = Y^* = Z^* \approx 0$) d’être capturée par le décollement en suivant une trajectoire centrale ($X^* \in [0; 7.1], Y^* = 0, Z^* \in [-1; 0]$). D’après nos calculs numériques (figure 3.6) ce type de décollement apparaît dans les deux huiles silicones pour $Re \in [600; 650]$, ce qui est cohérent avec la valeur de Re_c^i . Au dessus de cette valeur critique, le dégazage ne semble pouvoir cependant apparaître qu’en diminuant la pression en dessous d’une certaine pression critique pour laquelle une bulle pourrait croître suffisamment pour subir le cisaillement observé dans la figure 4.5.

Nous en déduisons que l’apparition des recirculations de bulles doit être associée à la conjonction de deux facteurs :

- Le passage de la bulle sous une pression critique P_c en dessous de laquelle une croissance assez importante peut se produire conduisant au détachement de la paroi et à un grand cisaillement de la bulle.
- La présence d’un décollement au milieu de la veine dans le sens de la largeur.

Nous estimons alors que pour les conditions d’écoulements $Re > Re_c^i$ et $P_{min} < P_c$, un **régime de recirculation de bulles d’air** peut se mettre en place avec en plus l’attachement des deux bulles “têtards” aux parois. Ce régime est exposé dans la figure 4.10.

Il est important de noter que ce régime dynamique de recirculation de bulle d’air propre au dégazage peut également se produire pour des conditions de pressions assez

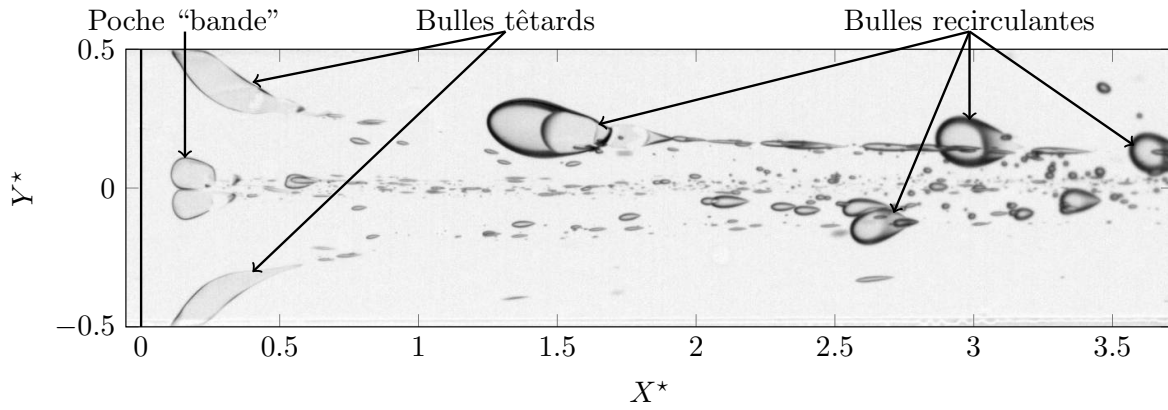


FIGURE 4.10 – Régime de recirculation de bulles observé à $Re = 942$ et $\sigma = 7.24$ dans l'huile 47V100. La ligne noire verticale positionnée à $X^* = 0$ correspond au col du Venturi. Deux bulles têtards, en plus d'une poche "bande", s'attachent près du col de Venturi ($X^* \approx 0.1$) alors que des bulles recirculent en direction du col.

basses impliquant la présence de cavitation comme avec les poches "bandes" visibles en ($X^* = Y^* = Z^* \approx 0$) dans la figure 4.10 ou bien avec la cavitation par "patch" introduite précédemment la section 4.5. Enfin, la comparaison de l'apparition du dégazage dans les deux huiles 47V50 et 47V100 exposée dans la figure 4.11 nous montre des similitudes dans son évolution avec un Reynolds critique de 650 pour l'huile 47V100 et de 700 pour l'huile 47V50. L'effet de la viscosité sur le phénomène se fait sentir sur les niveaux des nombres de cavitation, plus élevés pour l'huile 47V50.

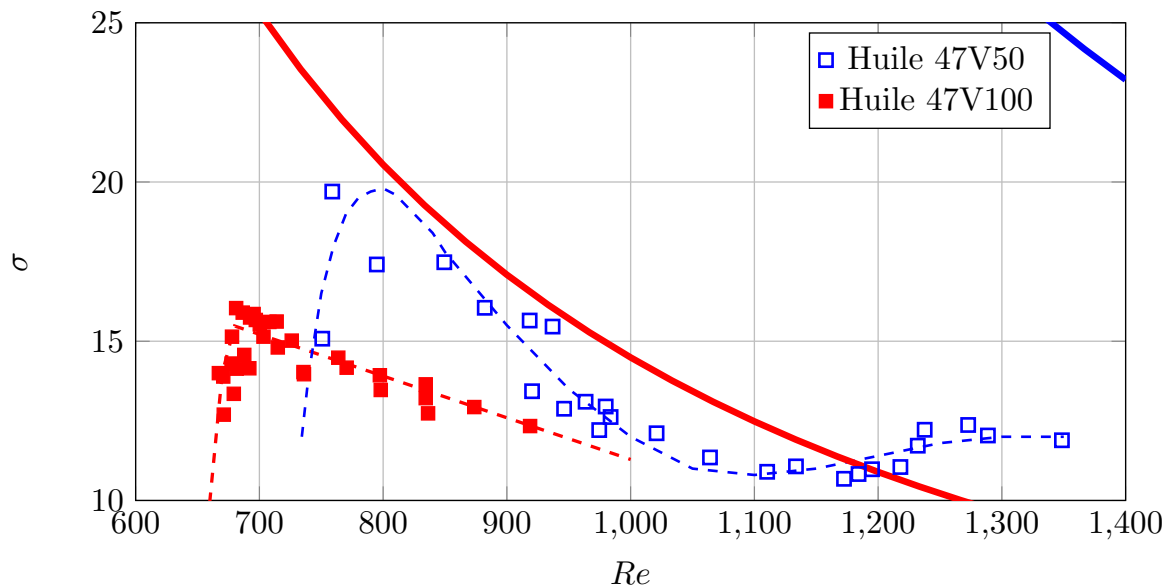


FIGURE 4.11 – Comparaison entre les apparitions des recirculations de bulles dans les deux huiles silicones 47V50 et 47V100. Les deux courbes bleue et rouge correspondent à la condition de saturation estimée numériquement dans toute la veine d'essais ($P_{min} = 1 \text{ bar}$) pour respectivement l'huile 47V50 et 47V100. Les courbes de couleur en pointillés représentent une interpolation des points de mesures pour guider l'œil du lecteur.

Régime des bulles “têtarde”

En revenant à la carte de la figure 4.9 il est possible de voir que les bulles “têtarde” qui ne peuvent s’attacher pour l’huile 47V100 que pour des nombres de Reynolds supérieurs à $Re_c^i = 650$ peuvent persister dans l’écoulement pour $350 < Re < 650$. Dans cette gamme de Reynolds, les conditions pour générer l’importante croissance de la bulle ne sont plus réunies et la recirculation de bulles ne peut plus se faire. Cependant la couche limite laminaire présente toujours un décollement, qui peut se développer à partir de $Re \in [350; 400]$ selon les simulations. Il en résulte un régime sous-critique où la seule dynamique de dégazage restante dans l’écoulement correspond au deux bulles “têtarde” attachées. Ce régime est appelé dans la suite de la thèse **Régime sous-critique des bulles “têtarde”**. Ce régime, très dépendant des vitesses de l’écoulement dans le décollement laminaire, sera détaillé dans la section 4.2.3. Un exemple d’écoulement dans ce régime est donné en figure 4.12 en mettant en relief l’effet de la diffusion “dirigée” sur les deux bulles “têtarde”.

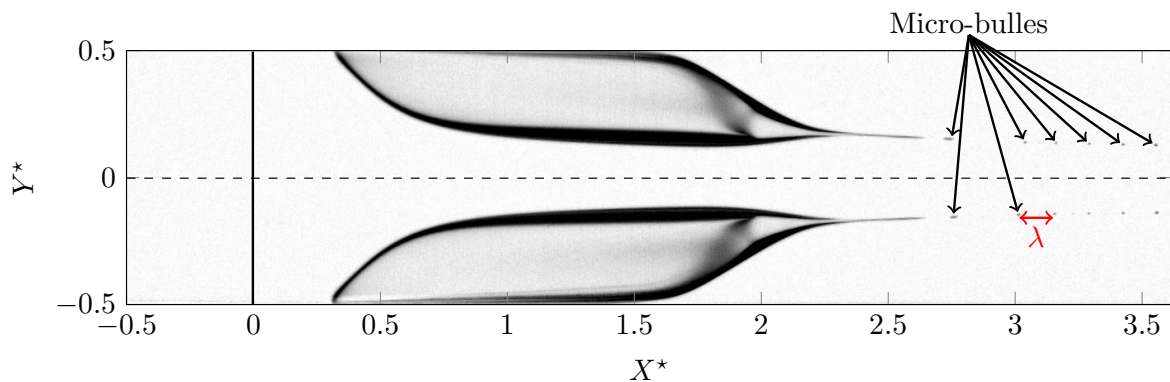


FIGURE 4.12 – Bulles têtarde attachées avec des lâchers de micro-bulles observées à $Re = 395$ et $\sigma = 50$ dans l’huile 47V100. Avec une longueur d’onde caractéristique des lâchers de micro-bulles $\lambda \approx 1.5 \text{ mm}$ et une vitesse de l’écoulement $V = 4.5 \text{ m.s}^{-1}$; on peut estimer une fréquence de lâchers $f = V/\lambda \approx 3000 \text{ Hz}$.

La diffusion décrite par **GROSS et PELZ [2017]** peut causer une croissance très lente des bulles dans un milieu saturé avec un temps caractéristique de plusieurs secondes. Ce transfert de masse de l’écoulement vers les bulles est particulièrement important pour des bulles attachées comme les bulles “têtarde” ou pour des bulles capturées dans une zone de décollement comme nous avons pu le voir dans la section 4.2.1. Cette diffusion fournit aux bulles un apport continu d’air qui s’équilibre avec des lâchers de micro-bulles quand les bulles atteignent leurs tailles maximales de stabilité. **GROSS et PELZ [2017]** trouvent des fréquences de lâchers supérieures à 1000 Hz. Dans le cas présenté dans la figure 4.12, la fréquence de lâchers est estimée à 3000 Hz et peut, aux vues de l’ensemble de la séquence d’images enregistrée sur 6 secondes, être comprise dans un intervalle de fréquences allant de 450 à 9000 Hz correspondant à des longueurs d’onde $0.5 < \lambda < 10 \text{ mm}$. Ces valeurs semblent cohérentes avec les valeurs caractéristiques données par **GROSS et PELZ [2017]**.

Pour le régime sous-critique des bulles “têtarde”, la disparition de ces bulles relevée sur la figure 4.9 semble se produire de deux manières différentes :

- Les bulles se détachent en deçà d’un nombre de Reynolds Re_c^d ou d’une vitesse critique V_c (les bulles semblant être indépendantes de la viscosité). Pour l’huile

47V100 on estime la vitesse critique $V_c \approx 2 \text{ m.s}^{-1}$ et le Reynolds critique $Re_c^d \approx 350$. Pour l'huile 47V50 on obtient à partir des mesures présentées en figure 4.13 : $V_c = 1.57 \text{ m.s}^{-1} \pm 4\%$ et $Re_c^d \in [541; 613]$. Ces valeurs semblent cohérentes avec les valeurs d'apparitions des décollements laminaires calculées par simulations numériques ($Re \in [350; 400]$), l'huile 47V50 étant pénalisée par de trop faibles vitesses dans les régions décollées. Il est à noter que les simulations se faisant en écoulements monophasiques, elles ne prennent pas en compte l'influence de la présence des bulles sur la topologie de l'écoulement, ce qui peut entraîner des erreurs.

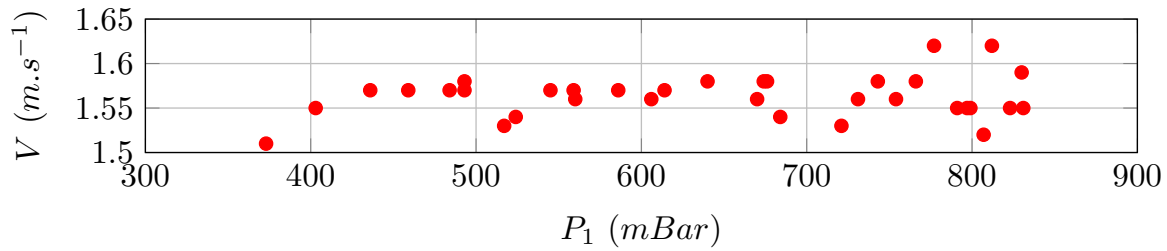


FIGURE 4.13 – Détachement des bulles têtards en fonction de la vitesse et de la pression d'entrée de veine dans l'huile 47V50. Une vitesse limite de disparition des bulles $V_{lim} \approx 1.56 \pm 0.05 \text{ m.s}^{-1}$ peut être établie.

- Dans l'intervalle $Re \in [350; 650]$, les bulles peuvent également disparaître et se détacher quand l'huile silicone se retrouve en sous-saturation. Le transfert de gaz se fait alors dans le sens inverse par rapport à l'huile saturée et l'air compris dans la poche se dissout dans l'huile petit à petit jusqu'à les faire complètement disparaître.

Analyse des dynamiques de dégazage

Les différentes valeurs critiques sont résumées dans le tableau 4.1 et comparées aux résultats des simulations numériques du chapitre précédent. Il en résulte que quelque soit la viscosité, le décollement apparait pour des nombres de Reynolds équivalents. Seule la vitesse change dans la zone de recirculation qui sera d'autant plus grande que la viscosité sera importante. Comme nous l'avons dit précédemment, cette vitesse parait être un paramètre important contrôlant la dynamique des bulles attachées et si pour l'huile 47V100 les simulations et les données expérimentales semblent bien concorder, pour l'huile 47V50 les bulles semblent moins stables et les faibles vitesses dans le décollement peuvent expliquer leurs disparitions pour des nombres de Reynolds plus élevés.

Huile	Numérique		Expérimental	
	Décollement	Décollement au centre	Re_c^i	Re_c^d
47V50	[350;400]	[600;650]	700	[541;613]
47V100	[350;400]	[600;650]	650	350

TABLEAU 4.1 – Tableau récapitulatif des différents Reynolds critiques rencontrés dans le phénomène de dégazage dans l'huile 47V100 et comparaison avec les résultats des simulations numériques.

Il apparait évident que la limite de disparition des bulles "têtards" Re_c^d soit liée à la présence de décollements au niveau des parois. Concernant l'apparition des dynamiques

de recirculation du dégazage, un nombre de Reynolds critique Re_c^i similaire semble être à l'œuvre pour les deux huiles silicones correspondant à l'apparition du décollement de la couche limite laminaire au centre de l'écoulement. Cette dynamique ne semble possible qu'en combinant cette condition avec une condition en pression permettant une croissance importante de la bulle.

Nous faisons le choix de nous intéresser plus en détail au régime des bulles "têtards" dans l'huile 47V100 qui a l'avantage de se produire pour une gamme de Reynolds assez grande ($350 < Re < 650$) et de présenter des dynamiques assez simples à visualiser.

4.2.3 Régime sous-critique des bulles "têtards"

Le régime des bulles "têtards" fait l'objet d'une campagne expérimentale où le paramètre de contrôle principal s'avère être la vitesse de l'écoulement. Un aperçu des premiers résultats nous montre que les variations de températures, et par la même occasion les variations de viscosité, ont un impact très limité sur la dynamique des bulles. En effet, les mesures se révèlent répétables pour des conditions de pressions et de vitesses similaires malgré des températures d'essais très différentes. Par conséquent, le choix est fait d'étudier les bulles "têtards" à nombre de cavitation fixé en diminuant le **nombre de Weber** (qui présente l'avantage de ne pas prendre en compte la viscosité du liquide et paraît alors plus pertinent que le nombre de Reynolds) à partir de la courbe de disparition des bulles, comme on peut le voir sur la figure 4.14. Par ce biais, la pression dans la veine est diminuée progressivement, gardant le liquide à super-saturation.

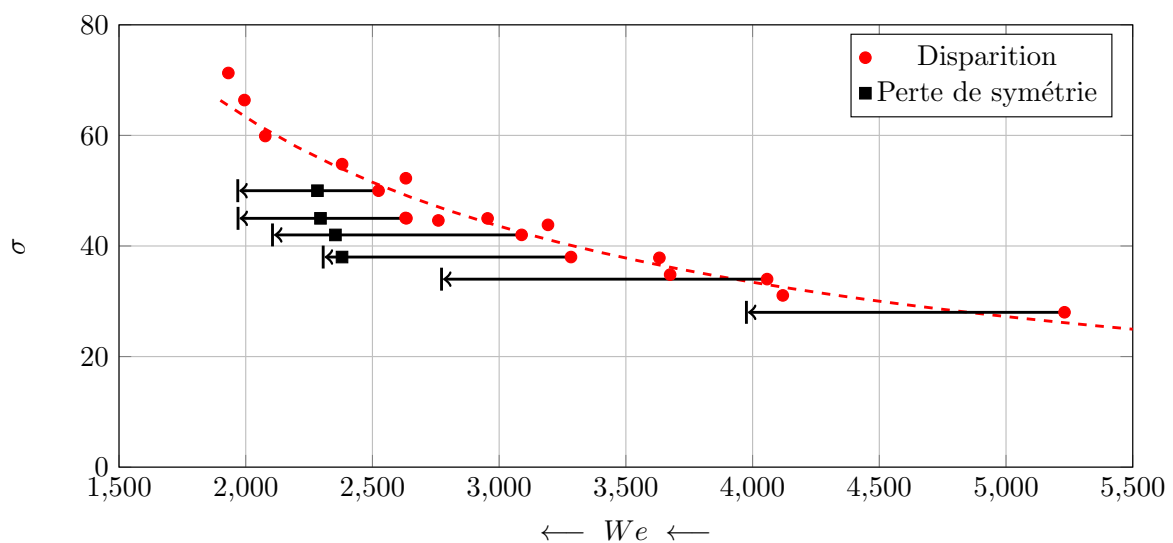


FIGURE 4.14 – Disparition des poches "têtards" en fonction du nombre de Weber et du nombre de cavitation dans l'huile 47V100. Illustration avec les flèches noires des six campagnes de mesures réalisées à nombre de cavitation constant.

Les résultats des séries de mesures introduites dans la figure 4.14 sont présentés sur la figure 4.15 où l'on s'intéresse à l'évolution des surfaces vues du dessus (normalisées avec la surface au col du Venturi $S^* = S/S_{col}$) des deux bulles "têtards". Nous pouvons dans un premier temps observer que les bulles peuvent disparaître à certaines conditions d'écoulement correspondant à des pressions élevées. Comme nous l'indiquions précédemment ce qui permet aux bulles "têtards" de rester attachées au col du Venturi est la présence du décollement de la couche limite laminaire au niveau des parois latérales de la veine ainsi

que la diffusion qui permet le transfert du gaz dissout vers la bulle dans un liquide saturé. Dans nos expériences l'écoulement, qui est initialement mis à saturation à pression atmosphérique $P_{atm} \simeq 1.013 \text{ bar}$, peut se retrouver en sous-saturation pour des pressions

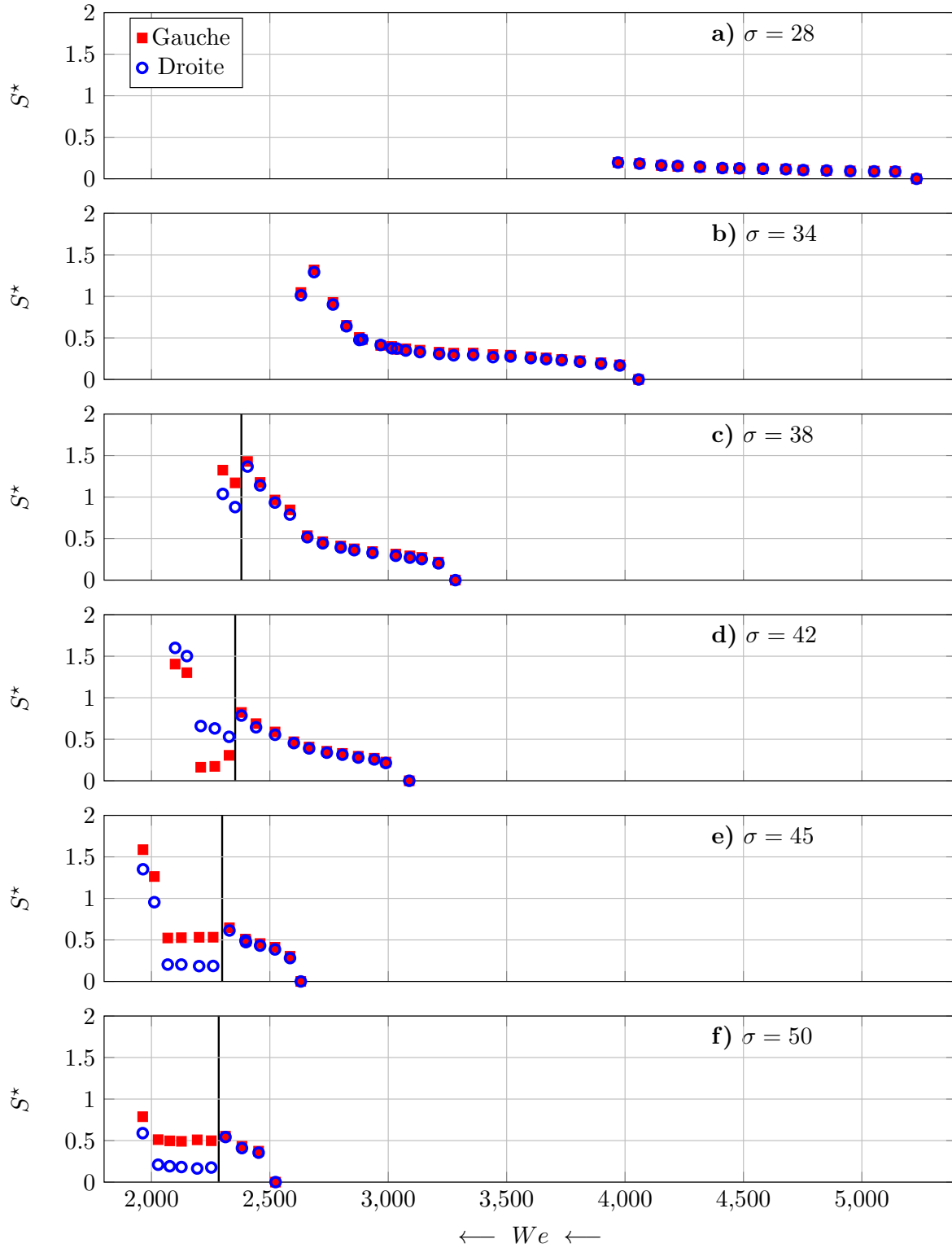


FIGURE 4.15 – Surfaces de bulles normalisées S^* mesurées à $\sigma = 28$ (a), $\sigma = 34$ (b), $\sigma = 38$ (c), $\sigma = 42$ (d), $\sigma = 45$ (e) et $\sigma = 50$ (f) en fonction du nombre de Weber dans l'huile 47V100. Les lignes noires verticales montrent la perte de symétrie des bulles.

supérieures à P_{atm} entraînant l'inversion de la diffusion qui se fait alors de la bulle vers l'huile. Par conséquent, la bulle se dissout dans l'huile et finit par disparaître en quelques minutes.

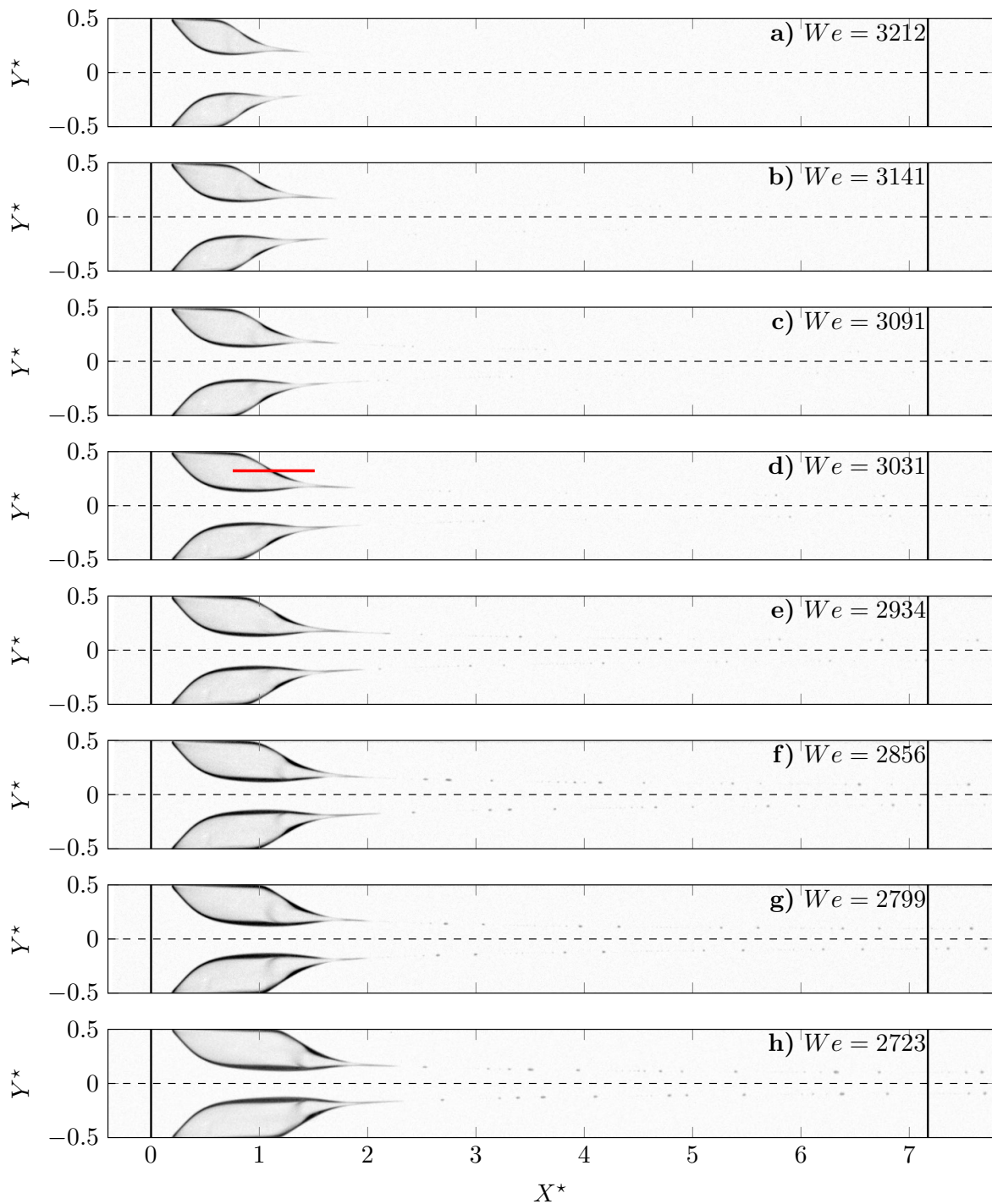


FIGURE 4.16 – Poches “têtards” observées à $\sigma = 38$ dans l’huile 47V100 pour des nombres de Weber décroissants allant de a) $We = 3212$ jusqu’à h) $We = 2723$. Un diagramme spatio-temporel calculé le long de la ligne rouge de la figure d) est présenté en figure 4.18b.

On peut également remarquer en regardant l’évolution de la surface des bulles qu’elles semblent être impactées par des phénomènes modifiant leurs aspects. Si dans un premier temps les deux bulles quasi-symétriques semblent suivre une évolution similaire, on peut

constater la présence de deux changements dans leurs développements :

- Une modification soudaine dans la croissance des bulles semble apparaître pour une taille critique correspondant à une surface $S^* \approx 0.5$.
- Une perte de symétrie entre les deux bulles semble se produire à faibles vitesses pour un nombre de Weber critique $We_c \approx 2300$.

Nous choisissons d'illustrer ces deux **bifurcations** avec une série de mesures réalisée à $\sigma = 38$ où ces changements de comportement des bulles sont particulièrement prononcés. L'évolution de l'aspect des bulles "têtards" en fonction du nombre de Weber décroissant est exposée dans les figures 4.16 et 4.17.

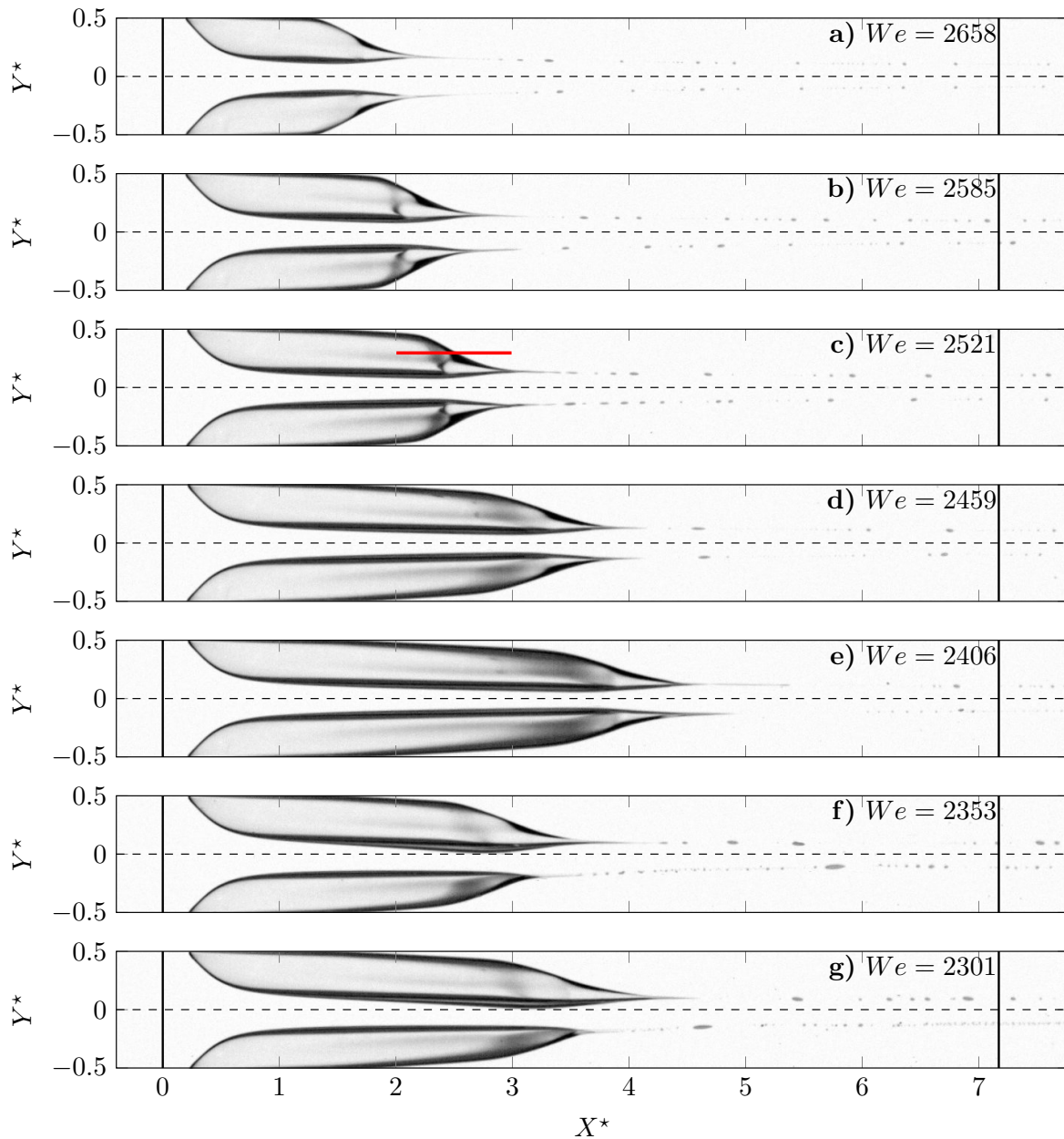
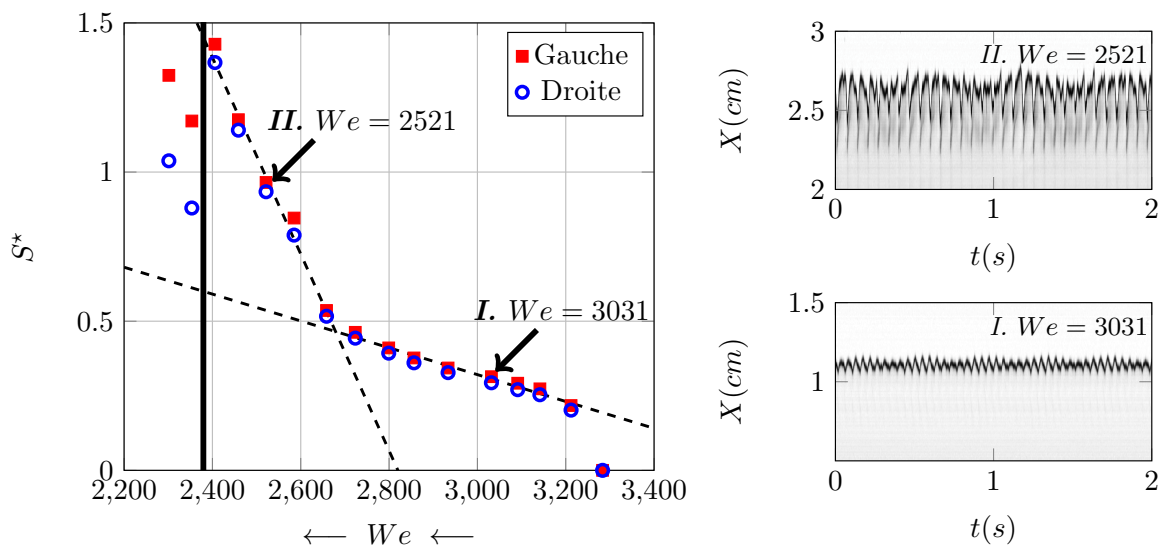


FIGURE 4.17 – Poches "têtards" observées à $\sigma = 38$ dans l'huile 47V100 pour des nombres de Weber décroissants allant de *a*) $We = 2658$ jusqu'à *g*) $We = 2301$. Un diagramme spatio-temporel calculé le long de la ligne rouge de la figure *c*) est présenté en figure 4.18b.

L'évolution des surfaces correspondant à ces points de mesures est exposée dans la figure 4.18a. Ainsi, dans la figure 4.16, on peut voir l'accroissement progressif et constant ($3212 > We > 2723$) de la taille des bulles jusqu'à la valeur critique de surface $S_c^* \simeq 0.5$ correspondant à l'image a de la figure 4.17. Quand la taille des bulles excède cette valeur critique, leur croissance devient alors beaucoup plus rapide comme on peut le voir dans la figure 4.17 où les bulles sont très allongées et occupent une grande partie du sillage de la géométrie Venturi.

En regardant les deux diagrammes spatio-temporels (figure 4.18b) correspondant à deux points de mesures pris avant ($We = 3031$) et après ($We = 2521$) la bifurcation, on peut également noter des oscillations d'amplitudes bien plus importantes après la bifurcation pour les bulles très allongées ($S^* > 0.5$). Cela pourrait indiquer l'apparition d'une instabilité dans l'écoulement.



(a) Surfaces de bulles normalisées mesurées à $\sigma = 38$ en fonction du nombre de Weber. (b) Diagrammes spatio-temporels des points I. $We = 3031$ et II. $We = 2521$.

FIGURE 4.18 – Évolution des bulles “têtards” à $\sigma = 38$ dans l’huile 47V100. La ligne droite verticale montre la perte de symétrie. Les lignes en pointillés révèlent les deux régimes d’évolutions I. et II. illustrés respectivement avec deux mesures réalisées en $We = 3031$ (figure 4.16 d)) et $We = 2521$ (figure 4.17 c)).

On peut également remarquer la perte de symétrie dans la figure 4.17 entre la bulle de droite et de gauche qui se produit dans l’intervalle $We \in [2353; 2406]$. Cette perte de symétrie peut être visible dans plusieurs séries de mesures et nous décidons de tracer dans la figure 4.19 la différence entre les surfaces des bulles de droite et de gauche ΔS^* pour ces séries en fonction du nombre de Weber afin de mieux appréhender ce changement de dynamique.

Il en résulte que la perte de symétrie semble intervenir pour un nombre de Weber critique We_c autour de 2300. Au dessus de cette valeur les deux bulles sont quasi-symétriques alors que pour $We < We_c \simeq 2300$ une nette brisure de symétrie est observée. Il est à noter que la perte de symétrie peut affecter de façon aléatoire l’une ou l’autre des deux bulles “têtards”. Ainsi, comme on peut le voir dans la figure 4.15, les séries de mesures réalisées à $\sigma = 38, 45$ et 50 présentent des bulles de gauche plus grosses que celles situées le long de la paroi de droite alors que pour celle effectuée à $\sigma = 42$ c’est la bulle de droite qui a

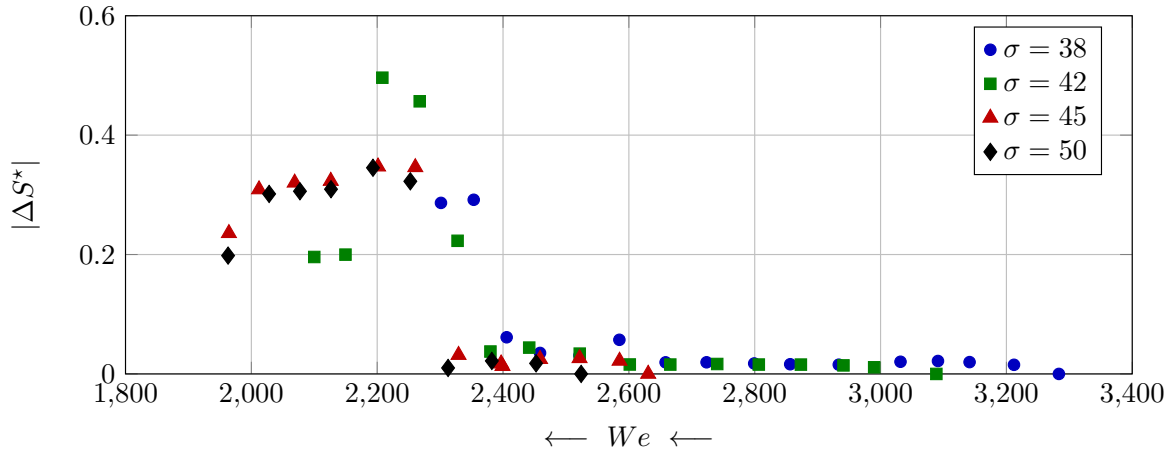


FIGURE 4.19 – Évolution de la différence de surfaces de bulles normalisées ΔS^* en diminuant le nombre de Weber pour différents nombres de cavitation dans l'huile 47V100.

une surface plus importante que celle de gauche. Nous supposons que l'instabilité entrevue précédemment avec le changement de croissance des bulles peut entraîner une bifurcation de l'écoulement caractérisée par cette perte de symétrie.

Hystérésis de la taille de bulles

Toutes les mesures précédentes ont été réalisées en diminuant la pression progressivement de telle sorte que le liquide reste super-saturé. Cependant, aux vues des différentes instabilités d'écoulements observées, il nous semble intéressant de vérifier le caractère réversible de nos mesures. Ainsi nous reprenons la série de mesure à $\sigma = 45$ présentée dans la figure 4.15 que nous complétons avec des mesures effectuées en augmentant cette fois-ci le nombre de Weber et donc avec une pression croissante jusqu'à la disparition des deux bulles "têtards". La comparaison entre ces deux séries de mesures est exposée dans la figure 4.20.

Dans les deux cas les bulles disparaissent à hautes pressions pour des nombres de Weber similaires, ce qui renforce l'hypothèse d'une pression critique pour laquelle l'huile devient sous-saturée. De plus on observe un changement de symétrie pour des nombres de Weber proches de la valeur critique $We_c \approx 2300$. Cependant, pour la série avec le nombre de Weber croissant, nous partons d'un écoulement avec deux grandes bulles symétriques, illustrées dans la figure 4.21, malgré le fait que l'on soit bien en dessous du Weber critique. Nous émettons alors l'hypothèse qu'en dessous de la valeur critique We_c l'écoulement instable présente deux états d'équilibres : un état stable dissymétrique et un état instable avec les deux bulles symétriques qui croissent de manière importante car on est dans le cas où $S^* > 0.5$. Dans l'état instable, les bulles sont très allongées et oscillent de manière importante alors que dans l'état dissymétrique les bulles, plus petites, restent beaucoup plus stables. Ces conditions restent valables pour des nombres de Weber modérément élevés où les bulles dissymétriques croissent peu, mais quand leur taille augmente à nouveau de façon importante, l'état symétrique pourrait de nouveau devenir l'équilibre stable.

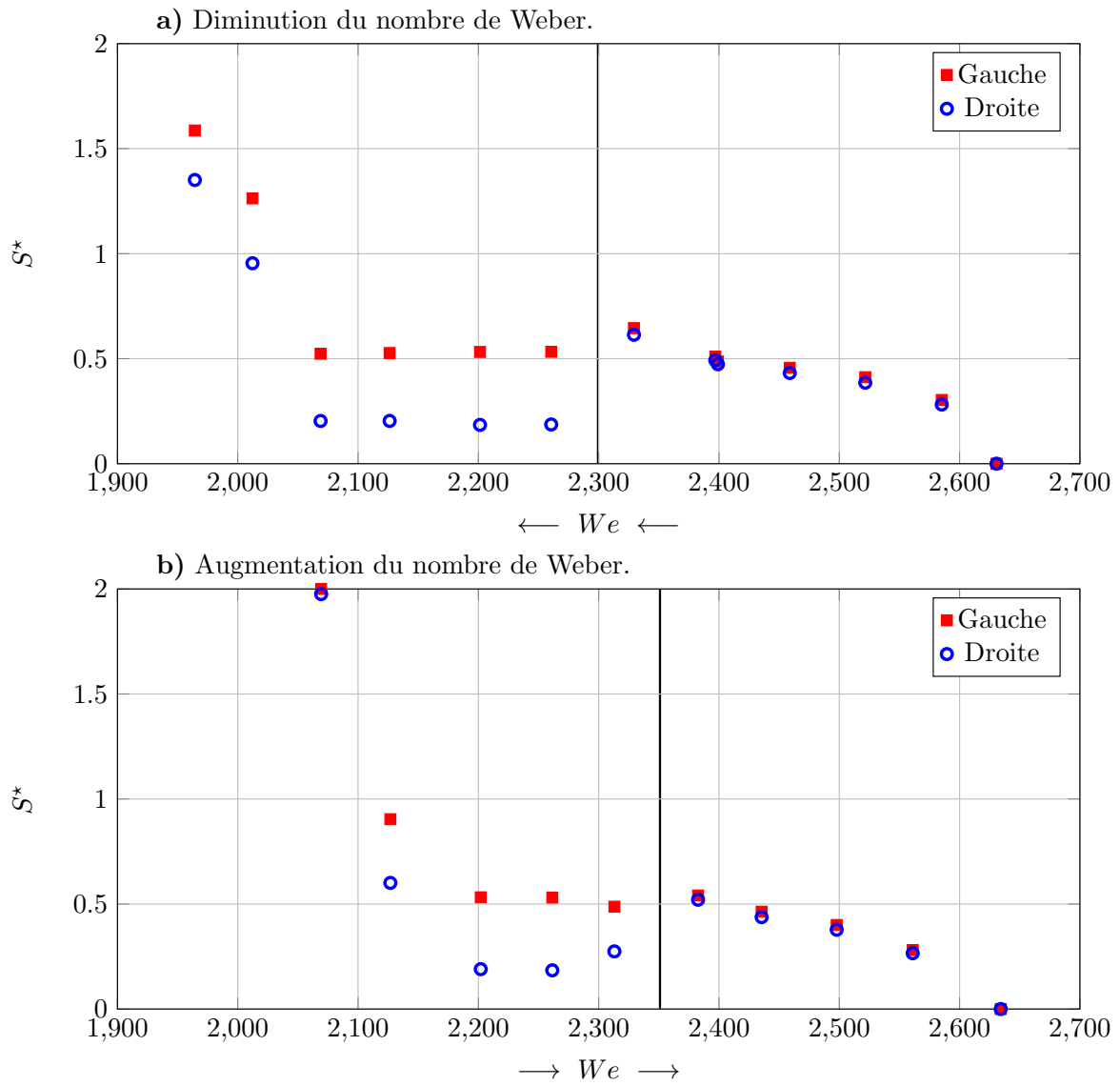


FIGURE 4.20 – Surfaces de bulles normalisées mesurées à $\sigma = 45$ en diminuant *a)* et en augmentant *b)* le nombre de Weber dans l’huile 47V100. Les lignes noires verticales montrent la perte de symétrie des bulles.

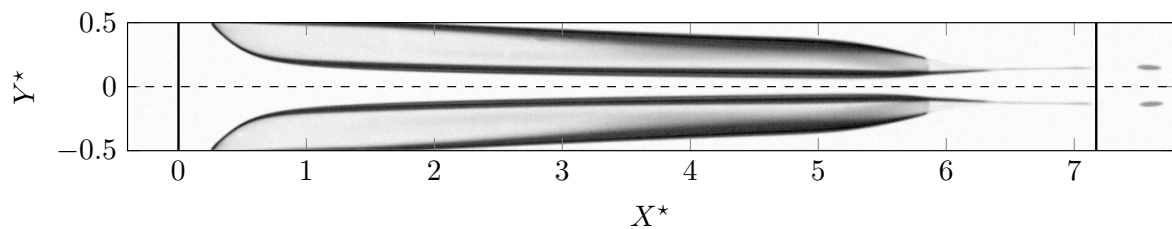


FIGURE 4.21 – Bulles “têtards” symétriques observées à $\sigma = 45$ et $We = 2069$ dans l’huile 47V100. Premier point de la série de mesure avec les nombres de Weber croissants.

4.2.4 Synthèse sur le phénomène de dégazage

Le dégazage est caractérisé par deux phénomènes majeurs : la **diffusion “dirigée”** qui génère des échanges lents et progressifs de gaz à l’interface des bulles et les **décollements de la couche limites laminaires** qui offrent un environnement favorable aux développement des bulles.

Ces deux phénomènes, en plus des décollements de couches limites qui apparaissent dans l’écoulement pour un Reynolds critique Re_c^d , participent à la génération et au développement du dégazage menant à l’attachement de bulles d’air près du col du Venturi au niveau des deux parois latérales ($X^* \simeq 0, Y^* = \pm 0.5, Z^* \simeq 0$). Pour initier ces dynamiques de dégazage, l’écoulement doit respecter plusieurs conditions :

- L’huile doit être saturée pour permettre à l’air dissout dans le liquide d’être transféré vers les bulles d’air, participant ainsi à leurs croissances.
- L’écoulement laminaire doit présenter des décollements au centre de la veine ($X^* \simeq 7.1, Y^* = 0, Z^* \simeq -1$) pour permettre la capture, la recirculation et la stabilisation des bulles d’air. Ces décollements apparaissent dans l’écoulement à partir d’un nombre de Reynolds critique Re_c^i .
- La géométrie Venturi doit également générer une zone de dépression assez importante pour entraîner une croissance importante d’une bulle dont une partie sera capturée par la couche limite décollée près du col du Venturi ($X^* = Y^* = Z^* \simeq 0$).

Dans ces conditions, on peut observer des **mouvements de recirculation** de bulles sur des temps caractéristiques de plusieurs dizaines de secondes avec une fréquence allant de plusieurs secondes à plusieurs minutes. De ces mouvements résultent l’attachement de bulles d’air dites “têtards” pouvant persister dans l’écoulement pour des gammes de nombre de Reynolds plus basses ($Re_c^d < Re < Re_c^i$) formant alors un **régime sous-critique** où les recirculations de bulles ne peuvent plus se produire. Ce régime sous-critique de bulles “têtards” présente différentes dynamiques particulières révélant la présence d’éventuelles instabilités d’écoulement caractérisées par un nombre de Weber We_c de perte de symétrie des bulles ainsi que par une taille critique de bulle S_c^* avec un changement de croissance.

Les dynamiques de dégazage que nous avons exposées se produisent pour des pressions relativement élevées, où le phénomène de cavitation ne peut pas se produire. Cependant, le dégazage peut servir de catalyseur au phénomène de cavitation une fois que l’on réduit la pression en générant une grosse quantité de bulles d’air susceptibles de servir de germes de cavitation ou bien par le biais des bulles d’air attachées qui, en plus de modifier la topologie de l’écoulement pour générer des zones de dépressions plus importantes, peuvent se remplir de vapeur à très basse pression et former des poches de mélanges air/vapeur, voire de vapeur [KOIVULA, 2000].

4.3 Cavitation partielle dans les huiles silicones

Par définition, la cavitation apparaît dans un liquide quand celui-ci est amené à sa pression de vapeur saturante P_v . Cette pression étant extrêmement basse ($P_v \simeq 1.33 \text{ Pa}$), la cavitation ne peut apparaître que pour des conditions extrêmes d’écoulement, généralement réunies pour des gammes de Reynolds beaucoup plus élevées que celles que nous avons pu rencontrer pour le dégazage. Dans ces conditions une forte région de dépression peut émerger à l’arrière du col du Venturi, entraînant alors le développement de poches

de cavitation le long de la paroi du divergent de la géométrie Venturi indiquant un **régime de cavitation partielle**.

L'huile silicone 47V50 permettant d'accéder à une gamme de nombres de Reynolds beaucoup plus étendue (et élevée) que l'huile 47V100, cette huile sera celle principalement utilisée pour illustrer les différentes dynamiques de cavitation partielles présentées dans ce chapitre. Il est cependant important de noter que pour des nombres de Reynolds assez élevés, l'écoulement initialement laminaire peut entamer une transition vers la turbulence, modifiant profondément sa topologie et par la même occasion les dynamiques des bulles de cavitation. Par conséquent nous utiliserons l'huile 47V100, plus visqueuse, pour davantage illustrer les effets de la viscosité sur l'écoulement en se focalisant particulièrement sur les écoulements purement laminaires.

4.3.1 Aperçu des différents types de poches observées

Différentes sortes de poches de cavitation attachées ont été définies dans la section 1.2.2 pour le cas d'écoulements turbulents. Certaines poches, comme les poches "bandes", apparaissent dans ce type d'écoulements dans une petite couche limite décollée en aval de la couche limite turbulente. Dans notre étude, l'écoulement est initialement laminaire et peut donc être sujet à ce type de phénomène. Les différentes sortes de bulles attachées que nous avons pu observer lors de nos expérimentations sont présentées sur la figure 4.22.

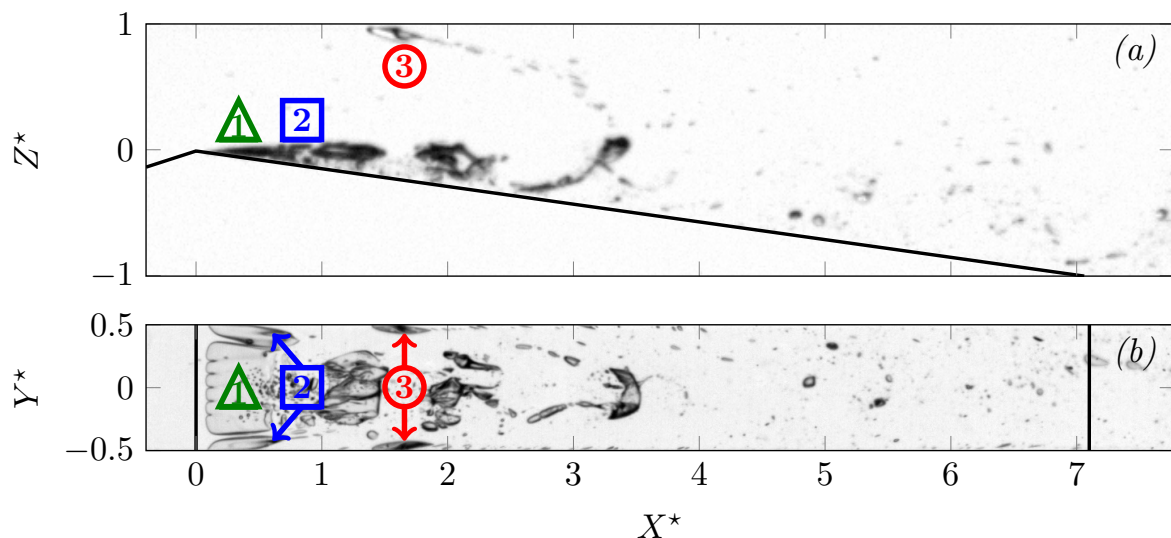


FIGURE 4.22 – Vue de côté (a) et du dessus (b) d'un écoulement cavitant observé à $Re = 2185$ et $\sigma = 4.53$ dans l'huile 47V50. Les différentes sortes de bulles rencontrées dans ce type d'écoulement (la poche "bande", les poches "têtards" ainsi que les bulles attachées dans la seconde région de décollement, les bulles "têtards" secondaires) sont chacune associées à un symbole (\triangle , \square et \circ) et respectivement numérotées de 1 à 3.

En plus des poches "têtards" que nous avons déjà pu observer dans le dégazage, nous retrouvons une poche "bande", introduite dans la section 1.2.2, qui se développe dans le bulbe de décollement laminaire principal ainsi que des bulles (de type "têtard") qui apparaissent au niveau de la paroi supérieure du Venturi le long des parois latérales. L'attachement de cette dernière sorte de bulles, que nous appelons bulles "têtard" secondaires,

fait écho aux décollements laminaires secondaires observés dans la section 3.2.1 et sera développé ultérieurement dans la section 4.4.3.

Les différentes poches de l'écoulement semblent interagir entre elles, l'apparition ou le développement d'un type de poche modifiant assez la topologie de l'écoulement pour modifier le comportement des autres poches attachées. Il nous apparaît alors nécessaire de présenter les conditions d'apparitions des différentes dynamiques de bulles et de regarder leurs influences sur l'écoulement.

4.3.2 Apparition des poches dans l'écoulement

En reprenant les symboles introduits dans la figure 4.22, nous nous intéressons à l'apparition des différentes poches attachées de l'écoulement précédemment décrites. Les apparitions des **poches "têtards"**, résultant de la recirculation de bulles d'air dans le bulbe de décollement principal, de la **poche "bande"** de vapeur et des **poches "têtards" secondaires** sont examinées pour les deux huiles 47V50 et 47V100 en fonction des deux paramètres d'exploitation de l'écoulement, le nombre de Reynolds et le nombre de cavitation.

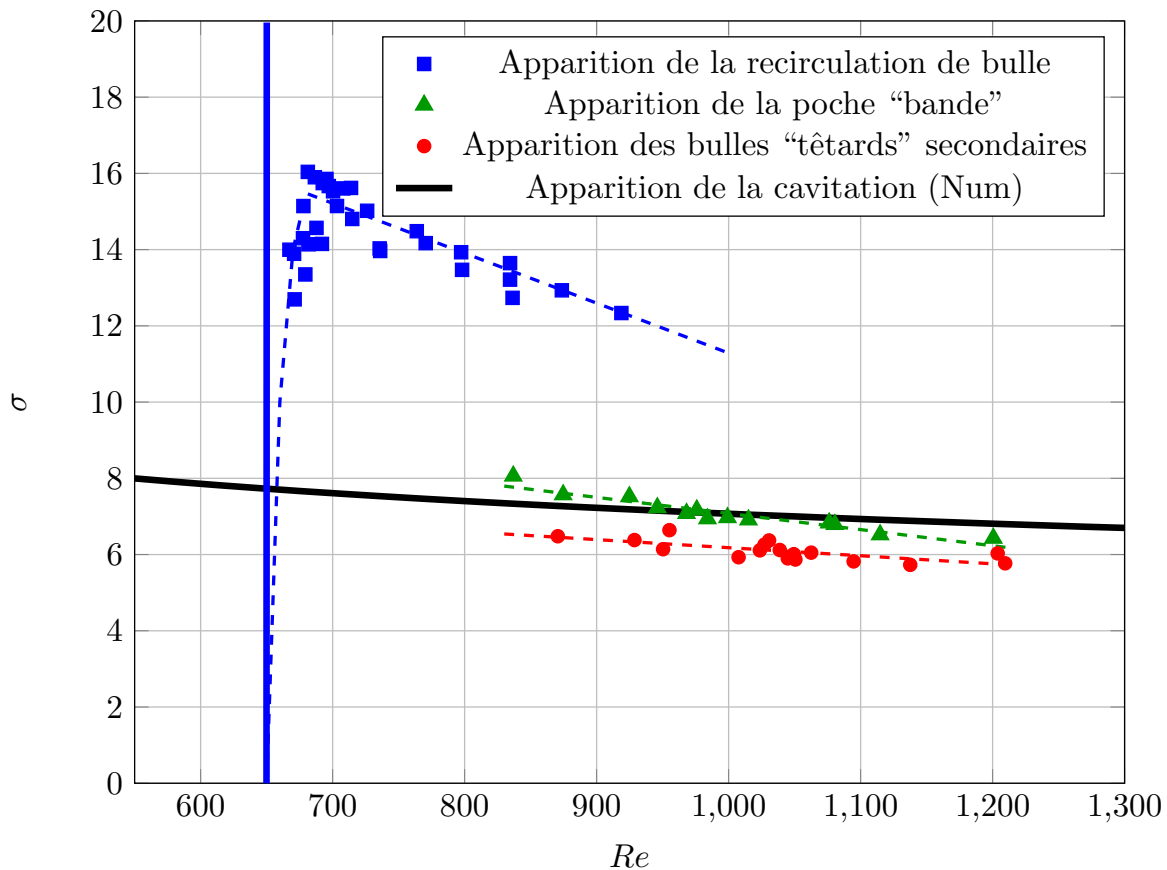


FIGURE 4.23 – Carte d'apparition des différentes poches attachées dans l'huile 47V100 en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de cavitation. Les courbes de couleur en pointillés représentent une interpolation des points de mesures pour guider l'œil du lecteur.

Huile 47V100

Nous commençons par regarder la carte de l'apparition des différentes poches pour l'huile 47V100 exposée en figure 4.23. Reprenant la courbe d'apparition du dégazage déjà

exposée dans la figure 4.9, nous comparons les apparitions des poches “bandes” et “têtards” secondaires engendrées par la cavitation avec l’estimation numérique de l’apparition de la cavitation calculée dans la section 3.2.2.

Comme nous l’avons déjà indiqué dans la section 4.4.2, la simulation numérique semble assez bien prédire l’apparition de la cavitation au col du Venturi caractérisée par l’attachement d’une poche “bande”, validant l’hypothèse de stationnarité de l’écoulement dans nos calculs pour des nombres de Reynolds assez faibles. D’un autre côté, l’apparition des bulles “têtards” secondaires a l’air de suivre une évolution similaire à celle de la poche “bande” avec cependant un léger décalage du nombre de cavitation estimé à environ 1. D’après notre discussion de la section 4.4.3, l’apparition continue des bulles “têtards” secondaires doit dépendre d’une taille critique de la poche “bande” qui est elle-même contrôlée par le nombre de cavitation. Le décalage du nombre de cavitation pourrait alors correspondre à la condition de taille critique de la poche “bande”.

Huile 47V50

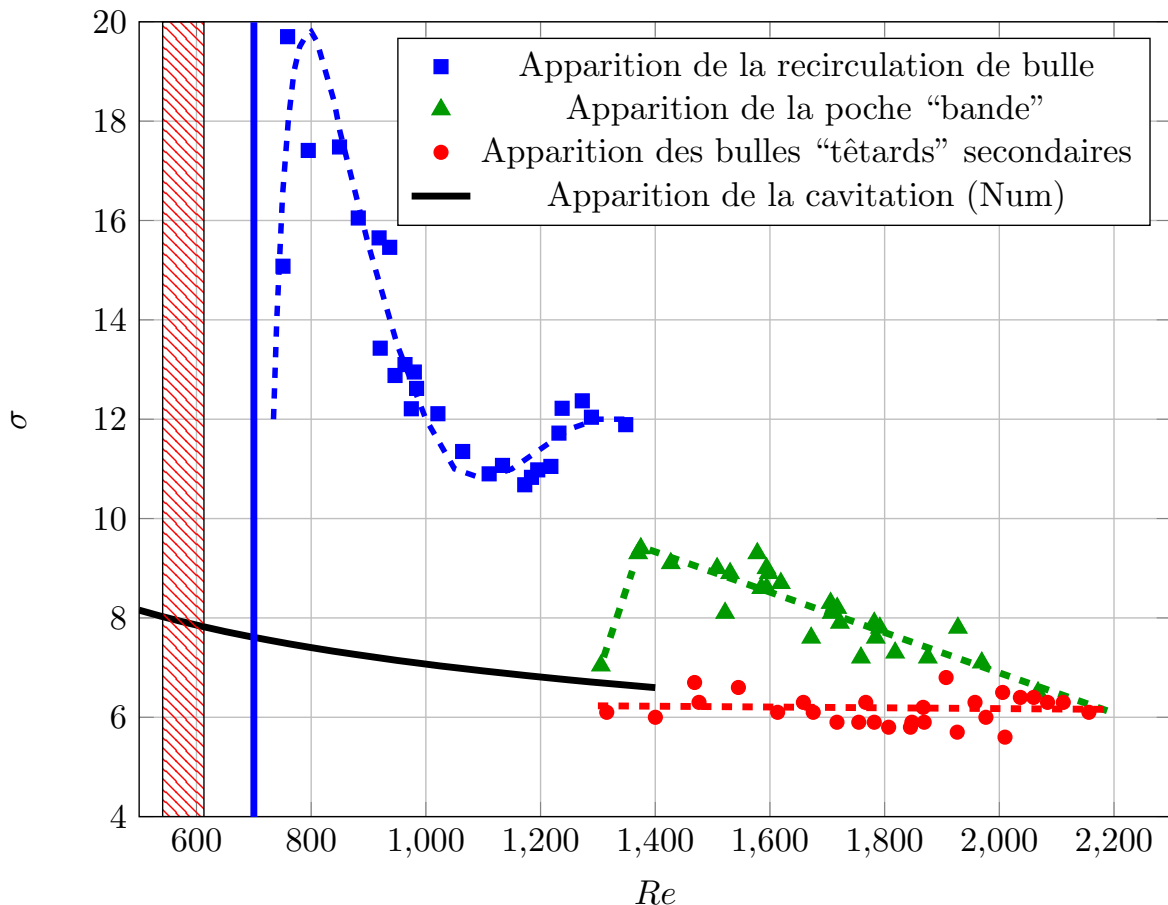


FIGURE 4.24 – Carte d’apparition des différentes dynamiques de dégazage et de cavitation dans l’huile 47V50. La zone hachurée correspond à la région critique pour laquelle les bulles têtards peuvent se détacher du col du Venturi. Les courbes de couleur en pointillés représentent une interpolation des points de mesures pour guider l’œil du lecteur.

De la même manière, les apparitions des différentes poches attachées dans l’huile 47V50 sont présentées dans la figure 4.24. Dans cette huile, nous atteignons expérimen-

talement des nombres de Reynolds beaucoup plus élevés que pour l’huile 47V100, les écoulements montrant dans ces conditions des instabilités indicatrices de la transition vers la turbulence. Les hypothèses du modèle numérique ne sont dans ce cas pas valables, ce qui explique la différence entre la courbe d’apparition de la poche “bande” et l’estimation numérique de l’apparition de la cavitation. Dans nos expériences, des fluctuations de pressions [KATZ, 1984] liées à la présence d’instabilités peuvent entraîner l’apparition des poches “bandes”, mais aussi l’apparition de la recirculation de bulle d’air menant à l’attachement des poches “têtards”, pour des nombres de cavitation plus élevés. On observe un changement de pente de la courbe d’apparition de la recirculation de bulles à $Re \simeq 1200$ qui pourrait bien être dû à ce changement de régime d’écoulement. Les poches “têtards” secondaires ne semblent quant à elles que très peu impactées par ce changement de régime d’écoulement ne dépendant, comme pour l’huile 47V100, que d’un nombre de cavitation critique pour leurs apparitions oscillant toujours autour de $\sigma_c \simeq 6.1$.

Dans les deux cartes précédemment exposées, que ce soit en figure 4.23 pour l’huile 47V100 ou en figure 4.24 pour l’huile 47V50, nous pouvons remarquer l’impact de la transition vers un écoulement instationnaire sur les dynamiques de bulles. Nous avons estimé numériquement l’apparition de cette transition, prémisse de la transition à la turbulence, à $1300 < Re < 1500$ dans un écoulement monophasique. Dans nos écoulements multiphasiques, cette transition semble même modifier le dégazage et la recirculation de bulles dès $Re \simeq 1200$, générant également des dynamiques de cavitation particulières comme la **cavitation par patch** ou la **cavitation de tourbillons**. Nous détaillerons les différentes formes de cavitation que nous venons d’introduire tout au long des prochains chapitres.

4.4 Poches de cavitation attachées

Comme pour le dégazage (§4.2), la présence de décollements et de régions de basses pressions représentent autant de conditions idéales pour permettre le développement et l’attachement de poches de cavitation [ARAKERI, 1975; FRANC et MICHEL, 1985]. Les résultats du chapitre 3 ainsi que les premiers aperçus d’écoulements expérimentaux semblent indiquer la présence de deux décollements de couches limites laminares : un décollement principal le long de la pente divergente de la géométrie Venturi et un décollement secondaire sur la paroi supérieure de la veine légèrement en aval du col du Venturi.

Les poches attachées dans le décollement laminaire principal

D’après les résultats numériques de la section 3.2.1 couplés avec les observations des dynamiques de dégazage (§4.2), un premier décollement de la couche limite laminaire se produit à l’arrière de la géométrie Venturi pour des nombres de Reynolds supérieurs à 350. Il est caractérisé par une région de recirculation, qui se développe avec le nombre de Reynolds, où des dynamiques de bulles peuvent s’installer comme les **poches “têtards”**. Si dans un premier temps le dégazage avec la recirculation de bulles d’air peut se développer à relativement hautes pressions la cavitation, quant à elle, est susceptible d’apparaître à basses pressions conduisant à l’attachement d’une **poche “bande”** de vapeur. Un exemple d’écoulement laminaire est exposé en figure 4.25 avec les deux types de poches de cavitation “têtards” et “bande” présents dans le bulbe de décollement principal.

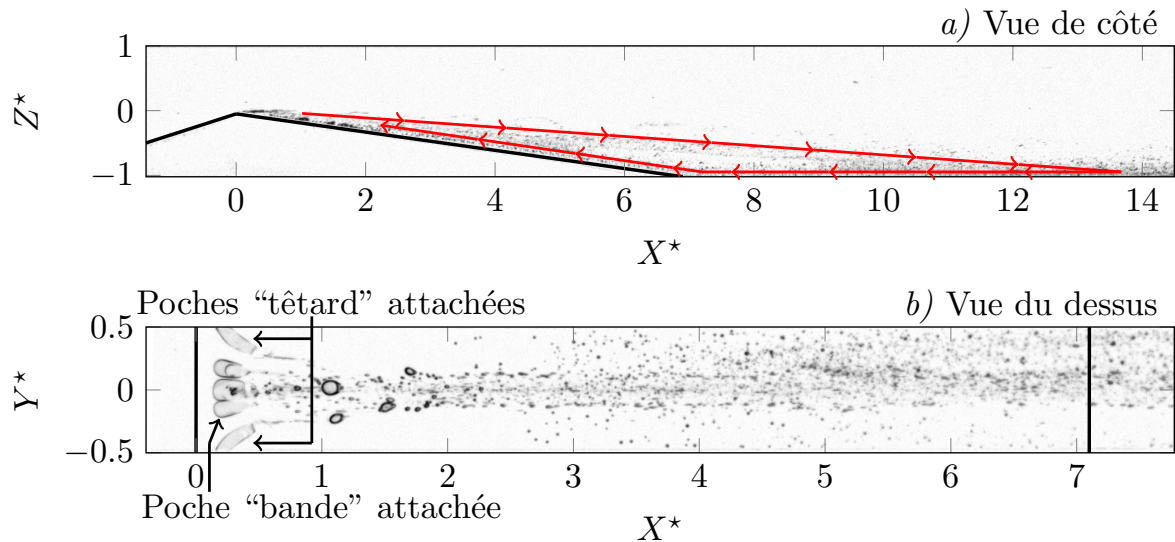


FIGURE 4.25 – Exemple de cavitation observée dans un écoulement laminaire à $Re = 1204$ et $\sigma = 6.03$ dans l’huile 47V100. Sur la vue de côté *a*) la recirculation de bulles engendrée par le décollement de la couche limite est caractérisée par les flèches rouges. Sur la vue du dessus *b*) deux types de cavitation attachée sont générés : les poches dites “têtards” sur les deux bords de la veine d’essais et la poche dite “bande” qui se développe quant à elle au centre du col du Venturi.

4.4.1 Les Poches “têtards”

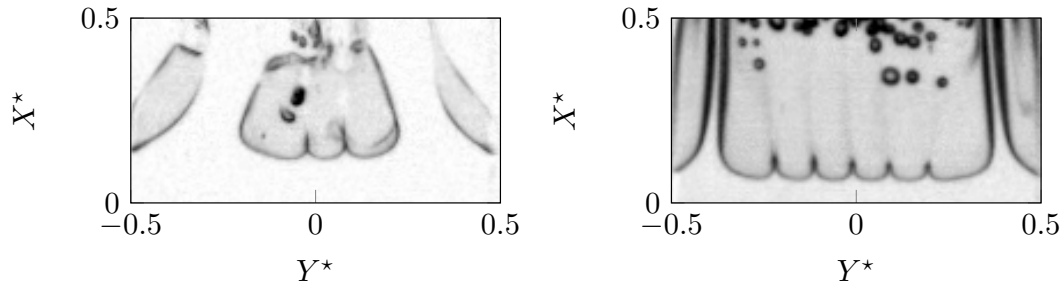
Pour rappel, les poches “têtards” s’attachent au niveau du col du Venturi le long des deux parois latérales de la veine d’essais ($X^* \approx 0$, $Y^* = \pm 0.5$, $Z^* \approx 0$). Ces poches, initialement composées d’air et générées à relativement hautes pressions par le dégazage, peuvent se remplir progressivement de vapeur à très basses pressions [KOIVULA, 2000] formant alors des poches de cavitation attachées. Ce phénomène répond aux notions d’équilibres de gaz entre air et vapeur exposées dans le chapitre 4.1.1.

Si les poches d’air “têtard” sont caractérisées par des lâchers de micro-bulles pour le dégazage, elles se distinguent en cavitation par la condensation subite d’une partie de la poche entraînant la séparation et l’advection par l’écoulement de l’arrière de ces poches. Ce type de lâcher révèle la présence de vapeur d’huile dans la bulle, indiquant par la même occasion le rapprochement vers des conditions de basses pressions pouvant mener à plusieurs dynamiques de cavitation. D’ailleurs, il est important de noter que dans le cas où les poches “têtard” ne sont pas générées lors du dégazage elles peuvent se former directement sous la forme de poches de vapeur à basses pressions, leurs apparitions coïncidant alors généralement avec celles des bulles “têtard” secondaires qui seront décrites en détail dans la section 4.4.3. Dans ce cas, ces poches de vapeur ne disparaissent, en augmentant la pression, qu’à partir de la (haute) pression de saturation du liquide. Cela entraîne une forte hystérésis, similaire à celle observée par AMINI et al. [2018] pour un tourbillon marginal, indiquant le remplacement progressif de la vapeur par l’air.

4.4.2 Les Poches “bandes”

Comme nous avons pu le voir dans la section 1.2.2, les poches “bandes” sont habituellement observées dans les bulbes de décollement laminaire d’écoulements turbulents [ARAKERI, 1973; BRANDNER et al., 2010; GUENNOUN, 2006; KUIPER, 1981; PARKIN et KERMEEN, 1953]. Ces poches, caractérisées par des structures dites en “divots” (que l’on peut

traduire par “mottes de gazon”), sont générées par des perturbations locales de la couche limite laminaire interagissant avec la poche [TASSIN LEGER et al., 1998]. Ces structures en forme de doigts, caractéristique des poches “bandes”, sont visibles dans la figure 4.26.



(a) Huile 47V100 : $Re = 1204$ et $\sigma = 6.04$.

(b) Huile 47V50 : $Re = 2184$ et $\sigma = 4.53$.

FIGURE 4.26 – Poches “bandes” observées dans les deux huiles silicones pour un écoulement laminaire (figure 4.26a) et à la transition vers la turbulence (figure 4.26b). Des poches “têtards” sont également visibles sur chaque paroi de la veine.

Les poches “bandes” se forment au centre du col du Venturi ($X^* = Y^* = Z^* \approx 0$) et se développent progressivement dans la largeur de la veine, formant de plus en plus de “doigts”. Elles paraissent être principalement composées de vapeur, du fait des condensations régulièrement observées, et pourraient bien être l’indication que l’huile atteint sa pression de vapeur saturante dans la zone de dépression au col du Venturi, condition nécessaire à l’attachement continu d’une poche dans cette région soumise à des vitesses d’écoulement très importantes. Pour vérifier cette hypothèse, nous regardons dans la figure 4.27 l’apparition des poches “bandes” dans les huiles 47V50 et 47V100 que nous comparons à l’estimation numérique de l’apparition de la cavitation que nous avons calculée dans la section 3.2.2.

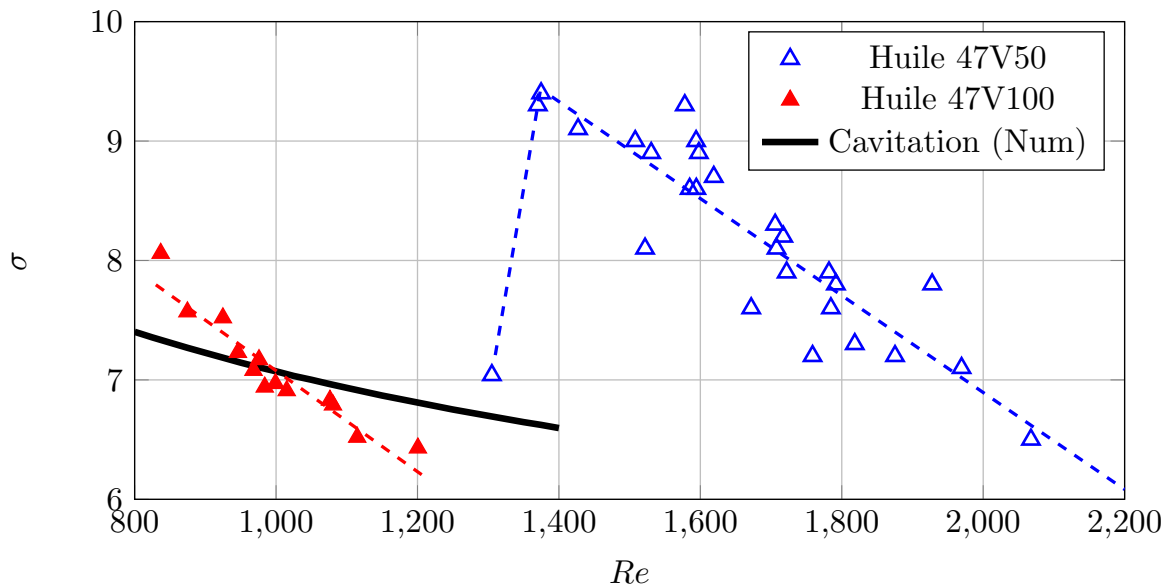


FIGURE 4.27 – Apparition des poches “bandes” attachées dans les huiles silicones 47V50 et 47V100. La courbe noire correspond à l’apparition des conditions nécessaires à la cavitation ($P = P_v$) dans les simulations numériques en écoulement laminaire stationnaire. Les courbes de couleur en pointillés représentent une interpolation des points de mesures pour guider l’œil du lecteur.

Les calculs numériques n'étant réalisés que sous une condition de stationnarité dans des écoulements laminaires monophasiques, nous nous penchons tout d'abord sur les bas nombres de Reynolds où ces hypothèses semblent être vérifiées, comme c'est le cas pour l'huile 47V100. Dans cette huile, l'apparition des poches "bandes" et les conditions d'apparition de la cavitation au col semblent être assez similaires. Les différences observées peuvent être expliquées par la présence de bulles dans l'écoulement expérimental et plus particulièrement des bulles "têtards" qui modifient profondément la topologie de l'écoulement.

Pour l'huile 47V50, la gamme de nombre de Reynolds de nos mesures correspond aux limites des conditions de stationnarité des simulations numériques. Il est alors possible de penser que des dynamiques instationnaires peuvent modifier les conditions d'apparition de la cavitation telles que les fluctuations de pressions observées par KATZ [1984] le long d'un profil hémisphérique. On peut penser que des fluctuations de pression, ajoutées à la présence de bulles dans l'écoulement, peuvent faire apparaître la cavitation pour des conditions de pression plus élevées. On peut observer ce comportement dans la figure 4.27 pour l'huile 47V50.

Les poches "bandes" peuvent également avoir un impact prépondérant sur la topologie de l'écoulement et elles-mêmes générer des phénomènes instationnaires :

- À bas nombre de Reynolds (figure 4.26a), l'écoulement est entièrement laminaire et la poche "bande" se stabilise dans un large bulbe de décollement entraînant la recirculation de bulles d'air jusque sous la poche. Ce type d'écoulement est schématisé dans la figure 4.28.

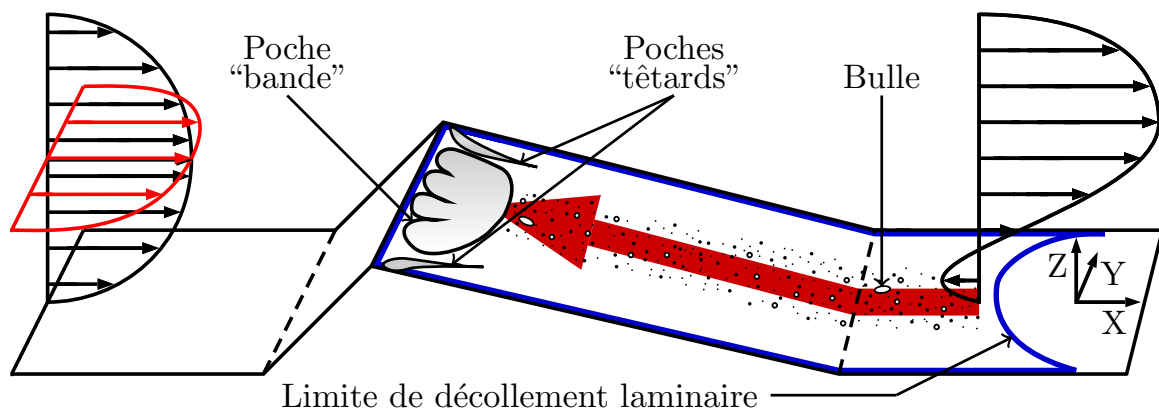


FIGURE 4.28 – Schéma de l'écoulement laminaire décollé caractérisé par la recirculation de bulles jusque sous les poches attachées.

- Pour des nombres de Reynolds assez élevés (figure 4.26b), la poche "bande" peut se comporter comme un obstacle dans l'écoulement et stimuler la transition à la turbulence dans son sillage. Ce type d'écoulement, caractérisé par la cavitation de tourbillons, sera davantage détaillé dans le chapitre 4.6.

Les bulles attachées dans le décollement laminaire secondaire

D'après les résultats numériques la section 3.2.1, mis en relations avec les observations de ARMALY et al. [1983] sur les écoulements en aval d'une marche, un décollement laminaire secondaire devrait se développer sur la paroi supérieure de la veine d'essais en aval du col du Venturi. Les dimensions de ce décollement devraient être similaires suivant

le nombre de Reynolds et se développer de la même manière que le décollement principal précédemment introduit. Ces conditions devraient alors conduire à l'attachement de poches dans ce décollement laminaire et à des dynamiques de bulles similaires à ce que l'on a pu observer dans le décollement principal.

4.4.3 Les bulles “têtarde” secondaires

Pour des conditions de pressions assez basses, nous observons dans nos écoulements visqueux des dynamiques de recirculation de bulles au niveau de la paroi supérieure de la veine d'essais, en aval du col du Venturi. Un exemple de ces écoulements est exposé en figure 4.29 dans le cas d'un écoulement complètement laminaire dans l'huile 47V100.

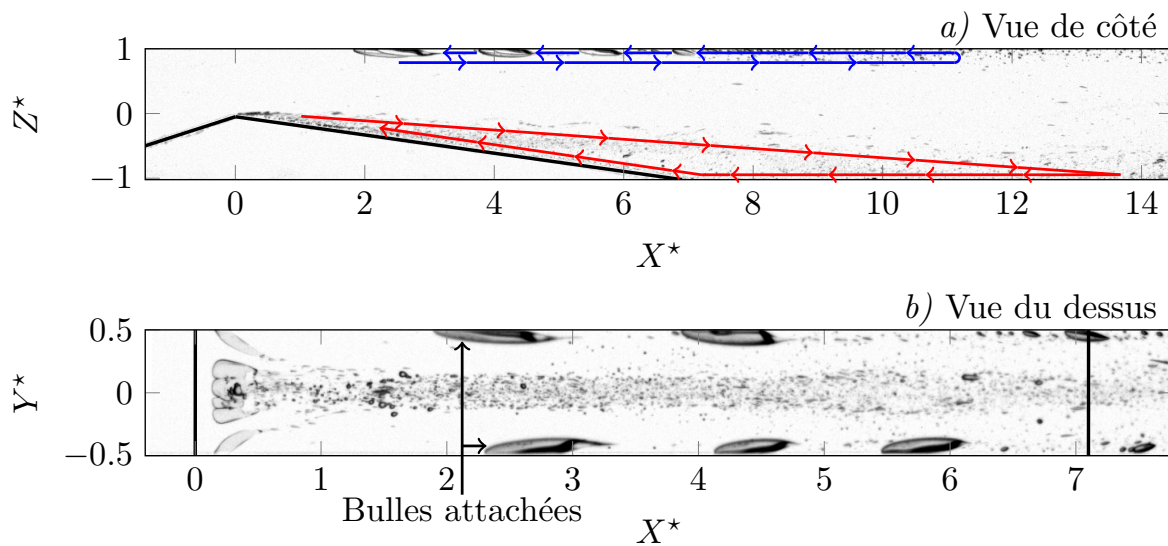


FIGURE 4.29 – Exemple d'écoulement laminaire présentant des **bulles “têtarde” secondaires** observées à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l'huile 47V100. Sur la vue de côté *a)* un deuxième décollement est observé en haut de la veine d'essais avec les flèches bleues. Sur la vue du dessus *b)* des bulles se stabilisent le long des deux parois latérales dans la seconde zone de décollement.

En plus de la poche “bande” et des deux poches “têtarde” au niveau du décollement principal, on peut remarquer la présence de plusieurs bulles au niveau de la paroi supérieure de la veine, le long de chaque paroi latérale ($Y^* = \pm 0.5, Z^* = 1$). Ces bulles semblent suivre un mouvement de recirculation remontant d'un point de recollement ($X^* \approx 11$) vers un point de décollement ($X^* \approx 2$) où deux bulles semblent être stabilisées. Cette dynamique confirme la présence d'un décollement laminaire secondaire menant, de la même manière que pour les poches “têtarde” dans le décollement principal, à l'attachement de deux bulles sur les parois latérales de la veine d'essais que nous appellerons dans la suite de l'étude **bulles “têtarde” secondaires**.

Les bulles “têtarde” secondaires semblent être partiellement composées d'air et de vapeur, les bulles restant relativement stables lors de leur mouvement de recirculation le long des parois latérales malgré les différences de pressions. Dans notre étude expérimentale, l'apparition de ces bulles dans l'écoulement semble être un phénomène particulièrement instable, les bulles ne se stabilisant dans l'écoulement que lorsque le décollement secondaire se positionne au niveau du divergent du Venturi ($0 < X^* < 7.1$). En

effet, lorsque les bulles “têtarde” secondaires se trouvent en aval de la géométrie Venturi ($X^* > 7.1$), elles ont tendance à être entraînées par l’écoulement dès qu’elles sont soumises à une instabilité (explosion de bulle, transition de l’écoulement, ...). Les conditions d’apparition d’un décollement secondaire stable avec des bulles “têtarde” secondaires présentes dans l’écoulement de manière continue sont exposées dans la figure 4.30. L’apparition de ces bulles semble liée à un nombre de cavitation critique σ_c estimé à 6.1.

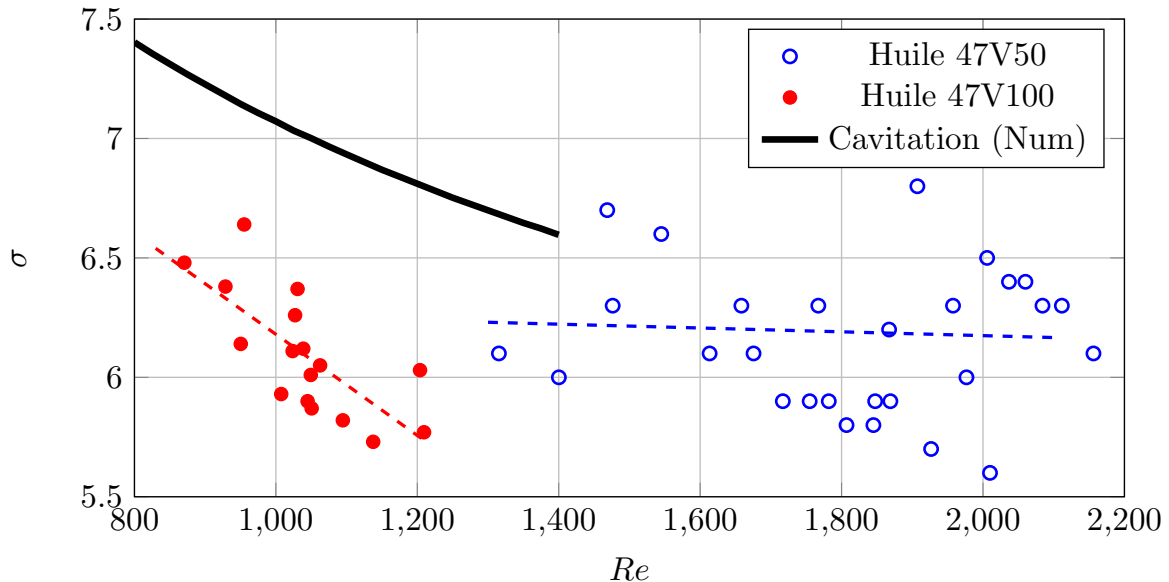


FIGURE 4.30 – Comparaison entre les apparitions des bulles “têtarde” secondaires dans les deux huiles silicines 47V50 et 47V100. La courbe noire correspond à l’apparition des conditions nécessaires à la cavitation ($P = P_v$) dans les simulations numériques en écoulement laminaire stationnaire. Les courbes de couleur en pointillés représentent une interpolation des points de mesures pour guider l’œil du lecteur.

Expérimentalement, l’apparition des bulles “têtarde” secondaires de façon continue dans le décollement secondaire semble être contrôlée par la position de ce décollement et par un nombre de cavitation critique. D’après les travaux de [ARMALY et al., 1983], la position (suivant l’axe X) du décollement laminaire secondaire serait liée à la position du rattachement de la couche limite principale. Plus le point de rattachement du bulbe de décollement laminaire principal se trouve proche du col du Venturi, et plus le décollement secondaire sera éloigné. Or en cavitation, la position de ce rattachement dépend avant tout de la taille de la poche de cavitation dans le décollement principal (composée dans notre cas des poches “têtarde” et de la poche “bande”) qui est contrôlé par le nombre de cavitation. On peut en déduire que la position du décollement secondaire doit principalement dépendre du nombre de cavitation de l’écoulement et qu’à partir d’une valeur critique σ_c , le décollement secondaire se rapprochera assez du divergent du Venturi pour que les bulles “têtarde” secondaires puissent se stabiliser le long des parois latérales.

En résumé, les trois sortes de poches de cavitation attachées que nous venons de présenter résultent chacune de la présence de décollements de la couche limite laminaire qui offrent des conditions favorables pour la stabilisation des bulles de gaz en les protégeant de l’écoulement incident. Un changement du régime de ces écoulements, qui peut initier une transition vers la turbulence, peut entraîner l’apparition d’instabilités susceptibles de générer de nouvelles dynamiques de cavitation.

4.5 Cavitation par “patch”

La cavitation par patch a été précédemment introduite dans la section 1.2.2. Dans un écoulement turbulent, [LI et CECCIO \[1996\]](#) décrivent la cavitation par “patch” formée le long d’un hydrofoil par l’interaction d’une bulle incidente avec la couche limite laminaire. D’après leurs travaux, ce phénomène est généré dans une couche limite laminaire instable avec, dans un premier temps, la transition à la turbulence de deux régions sur les deux côtés (dans le sens de la largeur) de la bulle. Ces régions présentent, de par leurs natures des pressions assez basses et peuvent entraîner la cavitation des tourbillons qui les composent. Par conséquent, une poche de cavitation “patch” se développe dans le sillage de la bulle et finit par se détacher de la bulle qui est entraînée par l’écoulement.

Dans notre étude, une dynamique similaire est observée dans des écoulements visqueux avec la recirculation de bulles d’air dans le décollement laminaire principal. Comme pour le phénomène observé par [LI et CECCIO \[1996\]](#), notre dynamique de cavitation semble indiquer les premiers signes de la transition à la turbulence dans nos écoulements jusque là laminaires. Malgré quelques différences dans les mécanismes d’apparition du phénomène, nous pouvons assimiler la dynamique observée dans nos écoulements visqueux à la **cavitation par “patch”**. Ce phénomène, apparaissant dans le sillage d’une bulle qui joue le rôle d’un obstacle dans l’écoulement, peut émerger dans un bulbe de décollement laminaire de différentes manières :

- Avec la recirculation d’une bulle d’air le long de la paroi du Venturi qui, une fois remontée jusqu’au col, fait obstacle dans l’écoulement et génère une transition à la turbulence dans son sillage.
- À l’arrière d’une poche “bande” assez développée pour également entraîner une transition vers des instabilités dans son sillage. Cela se produit généralement avec la coalescence d’une bulle de recirculation avec la poche “bande” qui fait grossir momentanément la taille de la poche.

Dans la suite de notre étude nous illustrerons ces deux dynamiques en commençant par nous intéresser à la cavitation par “patch” derrière une bulle de recirculation, que nous mettrons en relation avec les résultats de [LI et CECCIO \[1996\]](#).

4.5.1 Cavitation par “patch” derrière une bulle de recirculation

Les différentes étapes de la cavitation par “patch” à l’arrière d’une bulle de recirculation sont étudiées dans un écoulement d’huile 47V50 à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$, sur une séquence de 266.7 *ms* illustrée dans les figures 4.31 à 4.36. Dans ces conditions, l’écoulement autour de la géométrie Venturi paraît être laminaire et seul le dégazage, avec la recirculation de bulles d’air, peut être observé (Cf figure 4.24).

Comme décrit dans la section 4.2.2, le dégazage se produit au niveau du col du Venturi où une bulle d’air subit un important cisaillement. La bulle est ensuite entraînée par l’écoulement jusqu’à un point de recollement d’un bulbe de décollement laminaire situé au bord de fuite de la géométrie Venturi ($X^* \simeq 7.1$, $Y^* \simeq 0$, $Z^* \simeq -1$) où elle se stabilise. Quand elle atteint une taille assez importante pour que son inertie compense sa traînée dans le décollement, elle se met alors en mouvement pour remonter la pente du Venturi vers le col. Dans notre cas, ces différentes étapes se déroulent sur environ 30 secondes. Nous choisissons de faire commencer notre étude à la mise en mouvement de la bulle (t_0) et à sa remontée de la pente du Venturi, visible sur la figure 4.31, qui se déroule sur 240 *ms*.

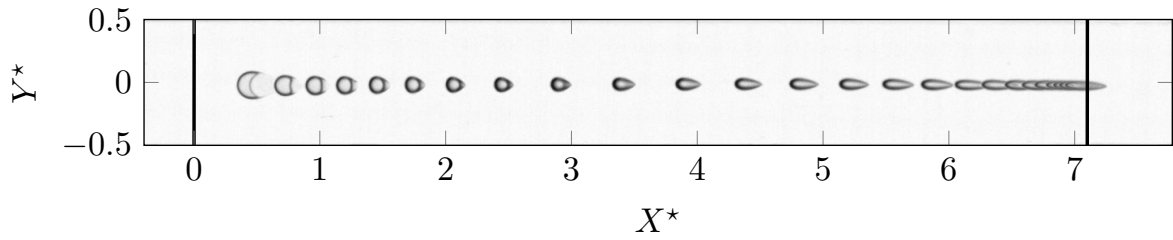


FIGURE 4.31 – Bulle d’air remontant la pente du Venturi enregistrée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50. La superposition d’images est réalisée entre $t_0 = 0 \text{ ms}$ et $t_1 = 240 \text{ ms}$ avec un temps $\Delta t = 10 \text{ ms}$ entre deux images. L’écoulement va de gauche à droite. Les deux lignes noires visibles à $X^* = 0$ et $X^* = 7.1$ indiquent respectivement le col et la fin de la pente du Venturi.

On peut remarquer que lors de son ascension la bulle, qui présente une forme allongée dans un premier temps, se déforme progressivement et devient davantage sphérique en ralentissant à l’approche du col du Venturi. Il s’ensuit une déformation extrêmement rapide de la bulle, durant quelques millisecondes ($242 < t < 250 \text{ ms}$), en ce que **LI et CECCIO [1996]** appellent “capsule hémisphérique” qui correspond à un élargissement de la bulle dans le sens de la largeur ($X^* = Z^* \approx 0$, $-0.2 < Y^* < 0.2$). D’après cette étude la déformation de la bulle, illustrée dans notre écoulement dans la figure 4.32, se produit quand la distance entre la bulle et la surface devient similaire à l’épaisseur de la couche limite. En regardant la séquence d’images de la déformation exposée en figure 4.32, nous pouvons discerner des lâchers de micro-bulles à l’arrière de la bulle ainsi que de la vaporisation de petites régions d’huile localisées à $Y^* = 0$ et pour $X^* > 0.5$.

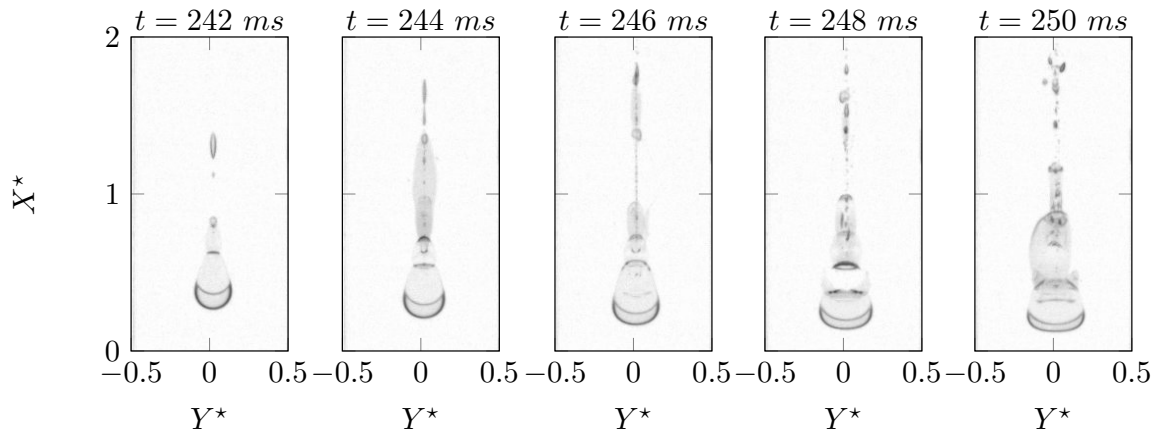


FIGURE 4.32 – Déformation de la bulle à l’approche du col du Venturi ($X^* = 0$) observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50. Les images sont prises pour une gamme de temps $242 < t < 250 \text{ ms}$ avec $\Delta t = 2 \text{ ms}$ entre deux images.

Nous pouvons supposer que la bulle d’air située à proximité du col du Venturi se conduit alors comme un obstacle dans l’écoulement. Dans une couche limite laminaire proche de sa limite de stabilité, il est alors possible de voir se développer une baisse de pression ainsi que des instabilités dans le sillage de la bulle pouvant conduire au remplacement de l’air dans la bulle par de la vapeur, provoquant des lâchers de micro-bulles, et à une transition du sillage à la turbulence. Dans notre écoulement, les instabilités dans le sillage de la bulle se manifestent par la vaporisation d’une structure tourbillonnaire qui apparaît soudainement dans l’écoulement en moins de 3 millisecondes.

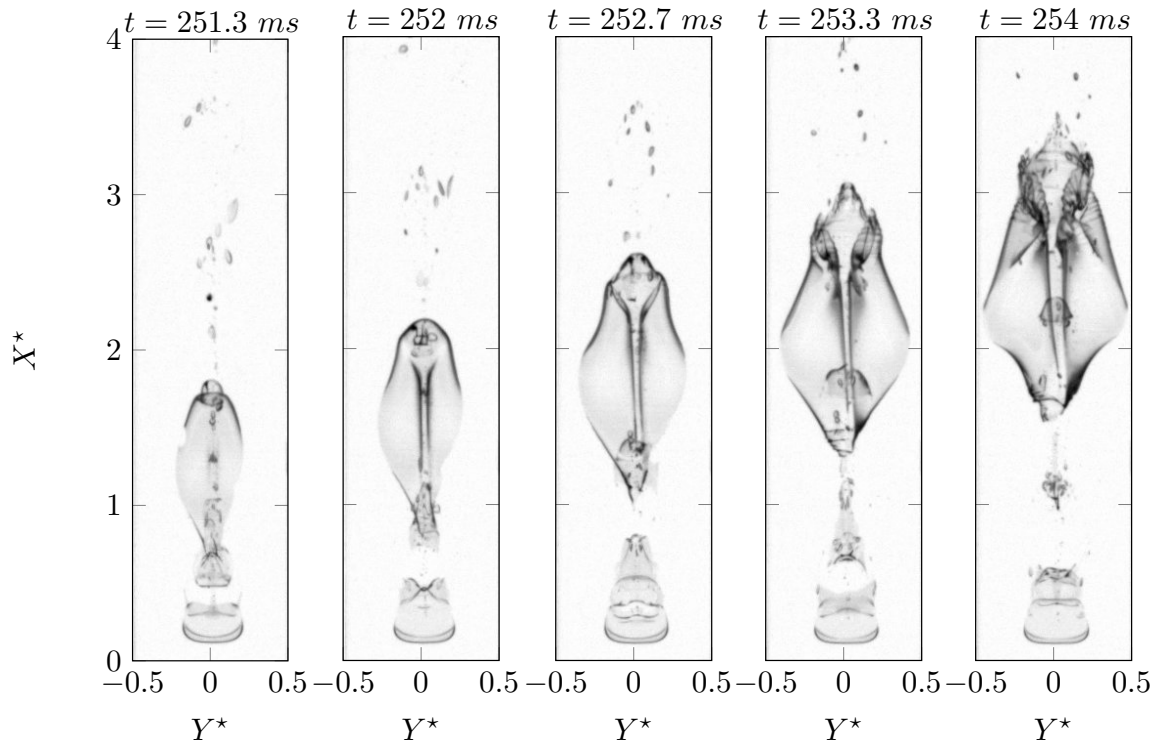


FIGURE 4.33 – Vaporisation d’un vortex dans le sillage de la bulle observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50. La séquence est enregistrée pour une gamme de temps $251.3 < t < 254 \text{ ms}$ avec un pas de temps $\Delta t = 2/3 \text{ ms}$.

L’évolution de ce tourbillon cavitant est illustrée pour $251.3 < t < 254 \text{ ms}$ dans la figure 4.33. Une vue de côté de la structure enregistrée à $t = 253.3 \text{ ms}$ est exposée dans la figure 4.34 pour mieux appréhender l’aspect du tourbillon qui se vaporise. Nous pouvons noter que des structures similaires peuvent être observées numériquement dans le sillage d’une bulle en ascension à la transition vers l’instabilité [CANO-LOZANO et al., 2016]. Le développement de cette structure tourbillonnaire ainsi que les notions d’instabilités et de transitions à la turbulence feront l’objet d’une étude approfondie que nous exposerons dans le chapitre 5.

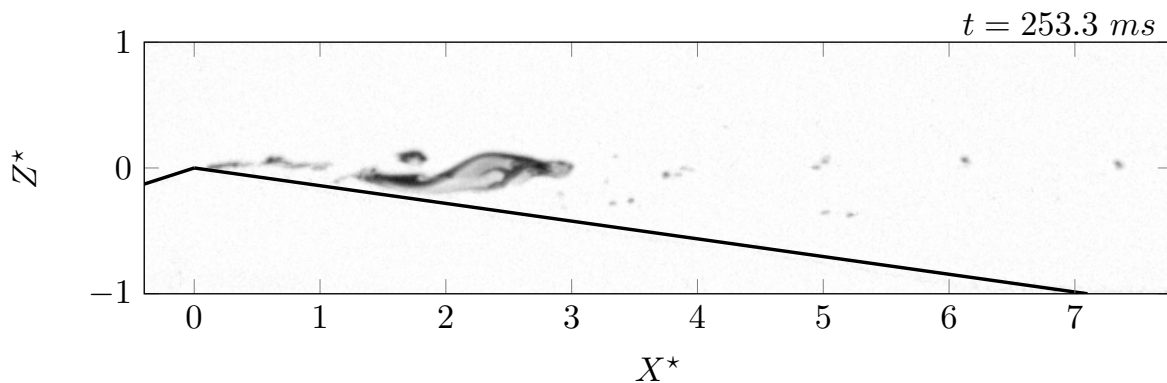


FIGURE 4.34 – Vue de côté de la structure tourbillonnaire cavitante observée à $t = 253.3 \text{ ms}$ pour $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l’huile 47V50.

Le tourbillon cavitant se condense par la suite lorsqu'il se retrouve dans une région présentant des pressions plus élevées comme c'est le cas en aval du col du Venturi. Cette rapide condensation, illustrée dans la figure 4.35 à $t = 256 \text{ ms}$, se produit jusqu'à la disparition totale de la structure de vapeur de l'écoulement après 20 ms . Elle est détaillée en annexe A.1 pour $254.7 < t < 259.3 \text{ ms}$. En se condensant rapidement il est probable que la structure de vapeur puisse générer d'importantes fluctuations de pressions dans l'écoulement visqueux, les bulles de vapeur pouvant imploser et générer des ondes de choc suivant certaines conditions de viscosité et de pression [GAREN et al., 2016].

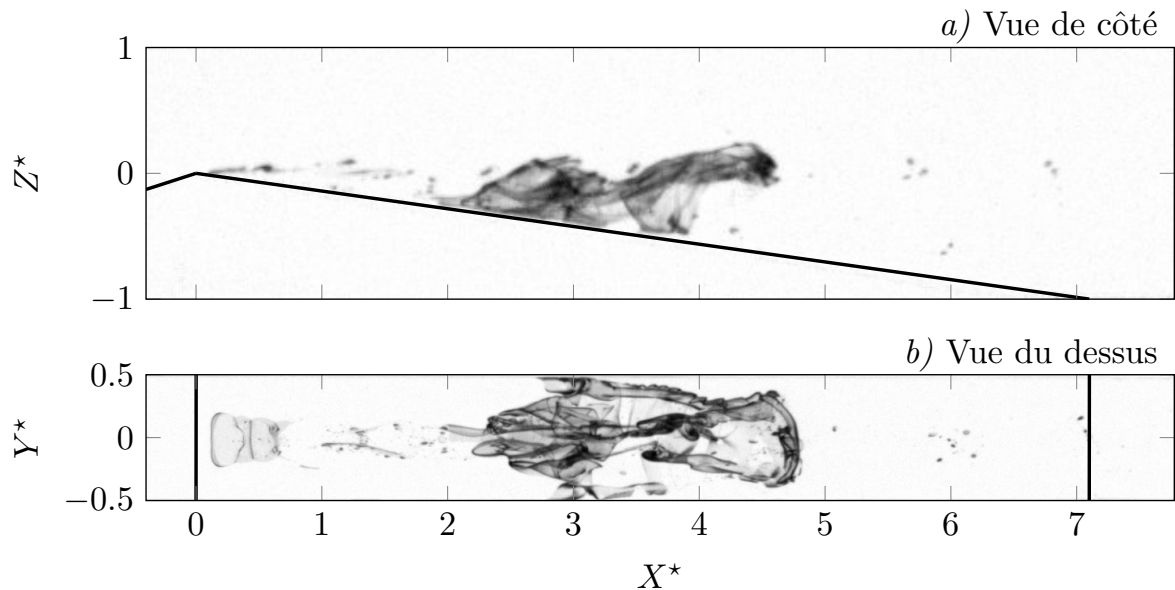


FIGURE 4.35 – Vue de côté *a)* et du dessus *b)* de la condensation du tourbillon cavitant observée à $t = 256 \text{ ms}$ pour $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l'huile 47V50.

De ces variations de pression résulte alors la condensation de la bulle, en partie composée de vapeur, qui était jusqu'à maintenant stabilisée au niveau du col du Venturi. Par conséquent, la bulle de mélange se désagrège progressivement, en commençant par la

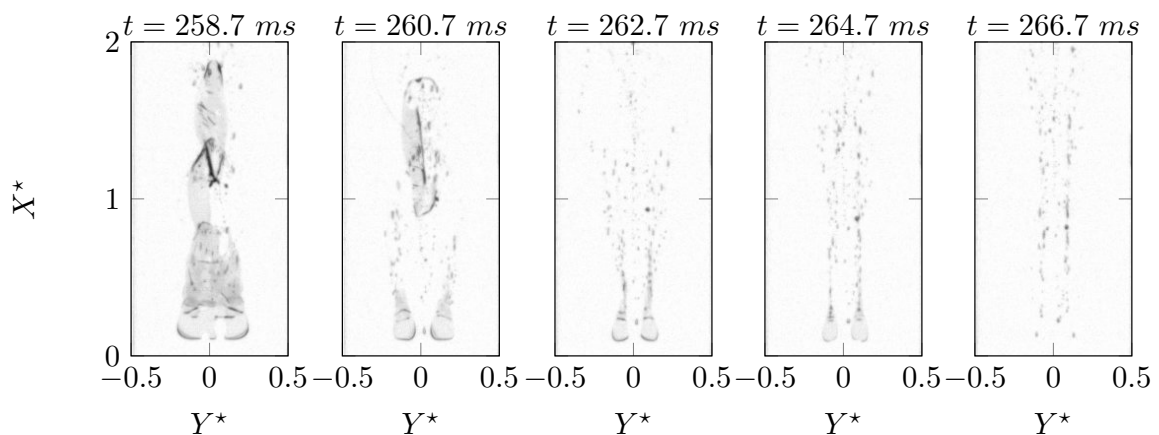


FIGURE 4.36 – Condensation de la bulle, remplie en partie de vapeur, capturée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l'huile 47V50. La séquence est enregistrée dans une gamme de temps $258.7 < t < 266.7 \text{ ms}$ avec un pas de temps de $\Delta t = 2 \text{ ms}$ entre chaque image.

condensation de sa partie centrale ($X^* = Z^* = Y^* \approx 0$) formant alors deux petites poches d'air ($X^* = Z^* \approx 0, Y^* \pm 0.1$) qui finissent par être entraînées par l'écoulement d'huile. Cette dynamique de disparition de la bulle est exposée pour des temps compris entre $t = 258.7 \text{ ms}$ et $t = 266.7 \text{ ms}$ dans la figure 4.36.

Toutes les différentes étapes de la cavitation par patch observée dans nos écoulements visqueux dans les figures 4.31 à 4.36 sont résumées sous la forme de schémas, visibles dans la figure 4.37, mettant en avant le changement d'écoulement induit par la présence de la bulle au niveau du col du Venturi.

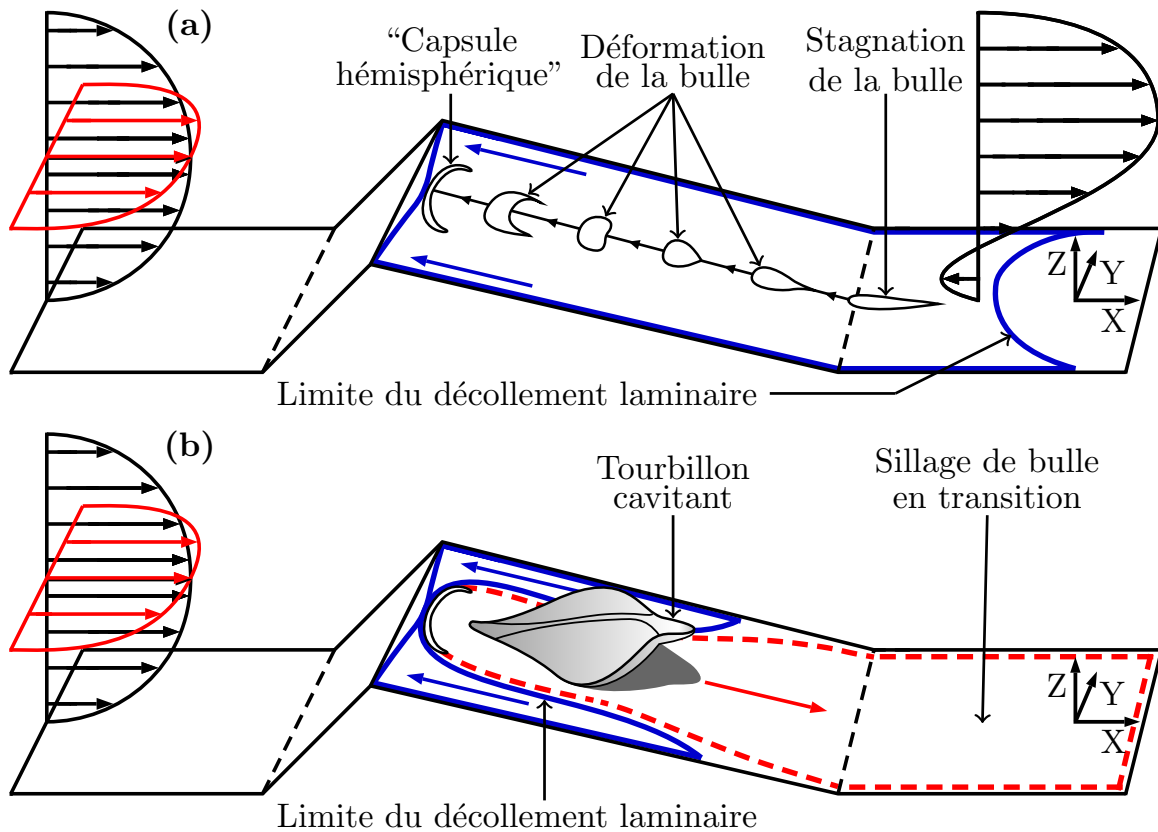


FIGURE 4.37 – Schéma récapitulatif du mécanisme de cavitation par “patch” avec l’ascension de la bulle (a) de la pente du Venturi et la déformation en “capsule hémisphérique” formant un obstacle dans l’écoulement et la transition à la turbulence dans le sillage de la bulle (b) révélée par la vaporisation d’une structure tourbillonnaire.

La dynamique de cavitation que nous venons de décrire apparait différer légèrement de celle observée par [LI et CECCIO \[1996\]](#). Dans leur cas, le phénomène de cavitation par “patch” est observé avec l’interaction entre une couche limite laminaire instable dans un écoulement turbulent et une bulle incidente alors que dans notre écoulement, ce type de cavitation est généré dans un écoulement laminaire présentant une couche limite décollée dans le sillage d’une bulle de recirculation. Cependant, les similarités entre les deux dynamiques avec les transitions locales à la turbulence (ou du moins à l’instabilité) dans le sillage des bulles conduisant à des structures tourbillonnaires cavitantes, nous permet d’associer ces deux phénomènes sous la même appellation de **cavitation par “patch”**.

Il est également important de remarquer le caractère intermittent et éphémère de ce phénomène qui dépend avant tout de la recirculation de bulle, phénomène lui-même particulièrement intermittent (§ 4.2) et qui se produit sur des temps assez longs (30 s de la capture à la remontée d'une bulle). La cavitation par "patch" ne se déroule, au final, que sur environ 30 millisecondes. Ce phénomène permet aussi de faire le lien entre le dégazage et la cavitation ainsi que d'observer les prémisses de la transition à la turbulence. Partant d'une bulle d'air dans un écoulement laminaire, nous arrivons à la fin du processus à une bulle partiellement composée de vapeur d'huile et qui génère dans son sillage une transition à l'instabilité. Ces différentes notions seront développées dans le chapitre 5 sur la transition entre dégazage et cavitation.

Si l'on regarde le processus de cavitation par "patch", son apparition dans l'écoulement ne nécessite au final que la présence d'une couche limite laminaire proche de l'instabilité et la présence d'un obstacle dans l'écoulement qui va activer ces instabilités. On peut alors penser qu'une poche de cavitation attachée, comme une poche "bande", peut alors très bien faire obstacle dans l'écoulement laminaire et engendrer de la cavitation par "patch".

4.5.2 Cavitation par "patch" derrière une poche "bande"

Le processus d'apparition de cavitation "patch" à l'arrière d'une poche "bande" est ici brièvement exposé dans un écoulement laminaire d'huile 47V100 à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$. Dans ces conditions, l'écoulement apparaît laminaire et décollé avec des recirculations de bulles jusque sous la poche "bande" comme on peut le voir schématisé dans la figure 4.28. Après la capture et la remontée d'une bulle d'air dans la couche limite décollée, se déroulant sur 196 ms, que l'on peut observer sous la forme de séquences d'images dans

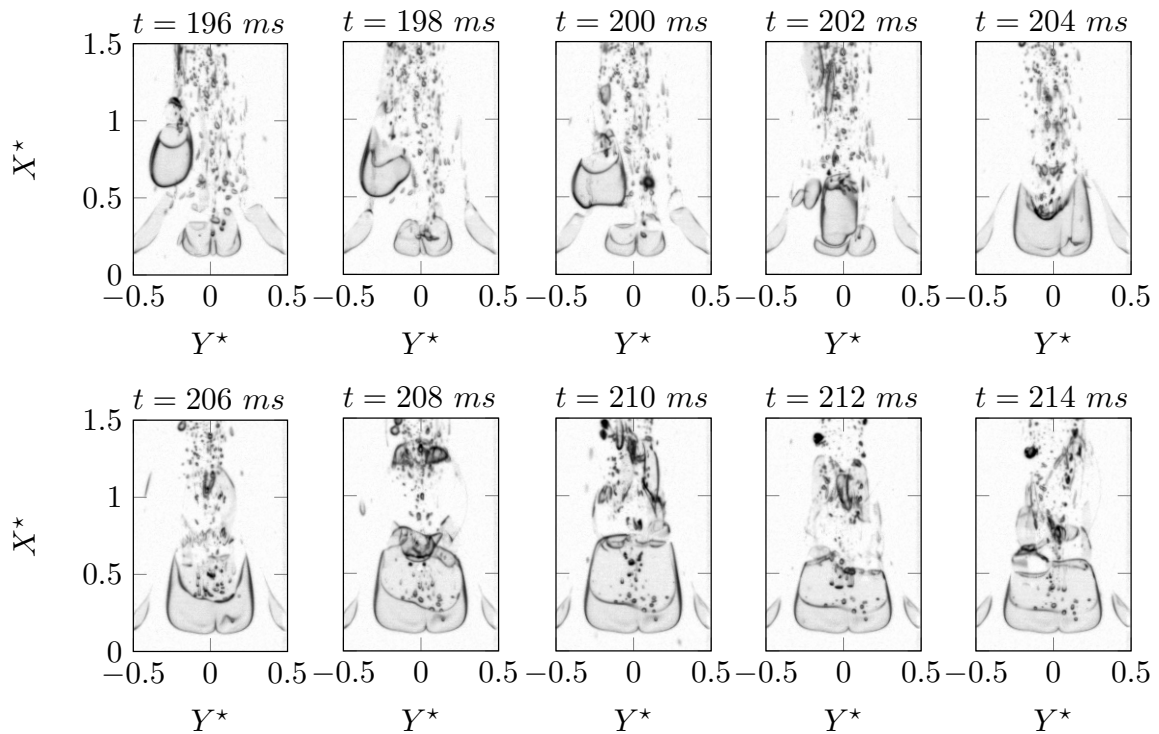


FIGURE 4.38 – Coalescence de la bulle avec la poche de cavitation observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l'huile 47V100 pour $196 < t < 214$ ms avec un pas de temps $\Delta t = 2$ ms.

l'annexe B.2, l'interaction de la bulle d'air avec la poche "bande" de vapeur est exposée pour un intervalle de temps $196 < t < 214 \text{ ms}$ dans la figure 4.38.

On peut constater que la coalescence de la bulle avec la poche "bande", qui se produit pour $202 < t < 204 \text{ ms}$, modifie brusquement la largeur de la poche de cavitation passant de $3.8 \pm 0.2 \text{ mm}$ à $t = 196 \text{ ms}$, à $6.3 \pm 0.2 \text{ mm}$ à $t = 214 \text{ ms}$. Cet élargissement brutal conduit, dans un premier temps, à la réduction de la taille des deux poches "têtards" attachées de chaque côté de la veine d'essais ainsi qu'à la vaporisation de petites portions d'huile dans le sillage de la poche dès $t = 206 \text{ ms}$. Par la suite, des structures tourbillonnaires se développent dans le sillage de la poche et finissent par entraîner la vaporisation de l'huile, révélant les structures que l'on peut voir dans les figures 4.39 et 4.40.

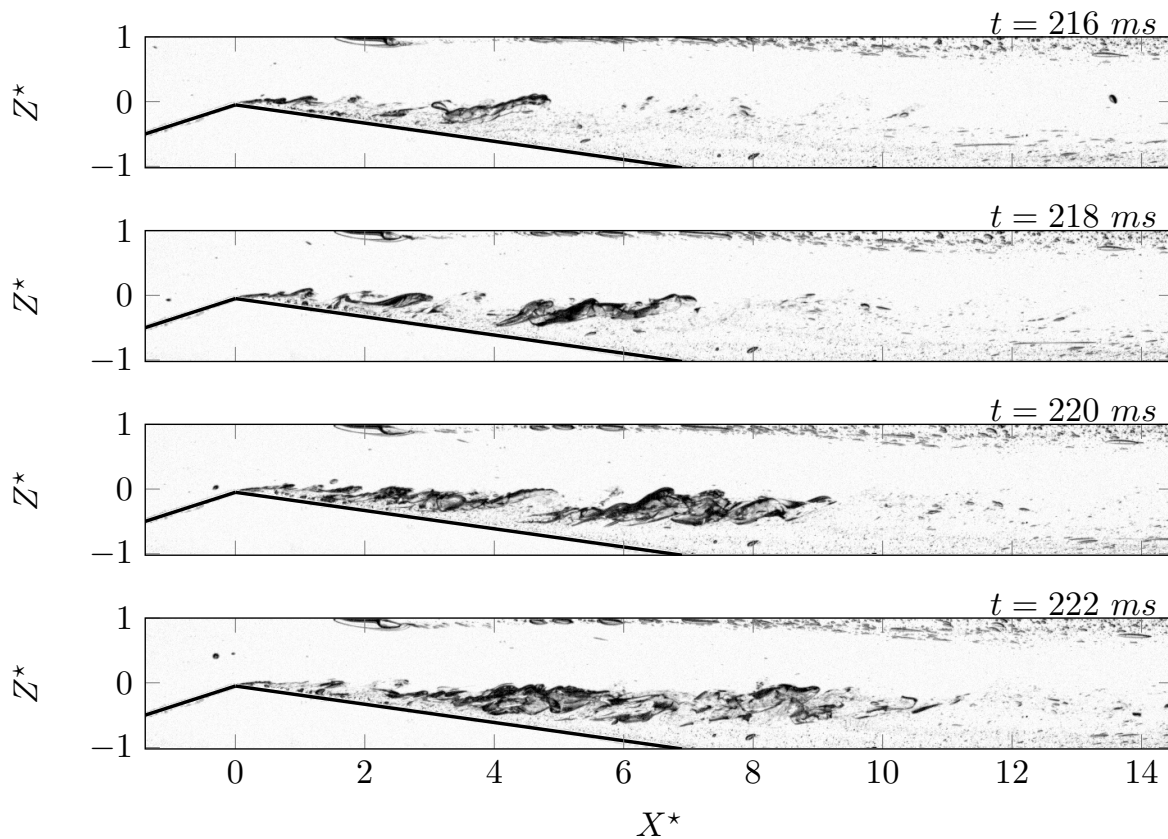


FIGURE 4.39 – Vue de côté de la vaporisation un tourbillon observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l'huile 47V100 pour $214 < t < 222 \text{ ms}$ avec un pas de temps $\Delta t = 2 \text{ ms}$.

Cette cavitation par "patch" génère ici deux structures tourbillonnaires cavitantes consécutives qui finissent par se condenser en aval du Venturi. Après quelques dizaines de millisecondes, l'écoulement redevient stable et laminaire avec les différentes poches "têtards", "bandes" et "têtards secondaires" qui le compose.

En résumé la cavitation par "patch" met en relation le dégazage et la cavitation et peut alors être définie comme une dynamique multiphasique. Elle entraîne une transition de l'écoulement laminaire à la turbulence, de façon intermittente et brève, ce qui révèle la déstabilisation des couches limites laminares. Comme nous le verrons dans le chapitre 5, la cavitation par "patch" indique les prémisses de la transition continue de l'écoulement vers la turbulence caractérisée par la génération régulière de tourbillons dans la couche limite en transition susceptible de caviter.

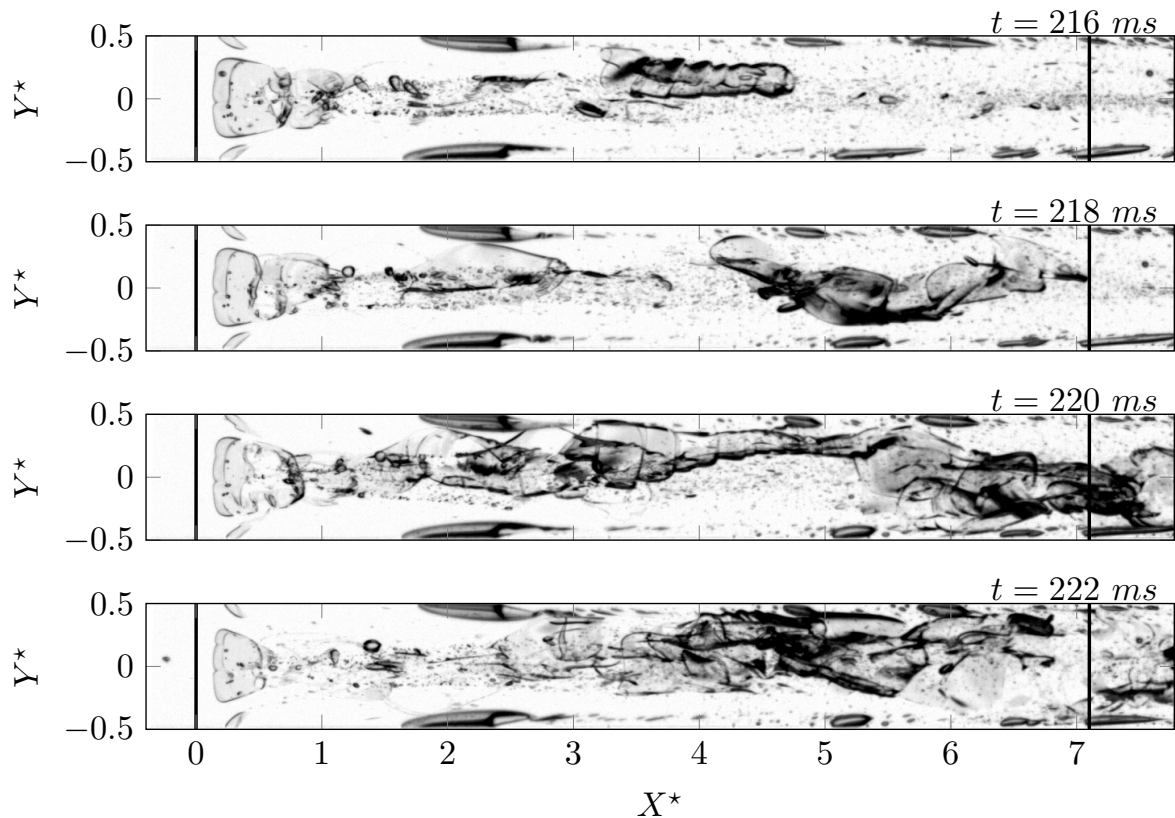


FIGURE 4.40 – Vue de dessus de la vaporisation d’un tourbillon observée à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l’huile 47V100 pour $214 < t < 222$ ms avec un pas de temps $\Delta t = 2$ ms.

4.6 Cavitation de tourbillons

La cavitation de tourbillons a été précédemment introduite dans la section 1.2.3. Ce phénomène se produit dans le cœur des tourbillons qui présentent des dépressions importantes causées par leurs grandes vorticités.

Dans notre étude, lorsque l’on se trouve à des nombres de Reynolds assez élevés ($Re > 1400$) et que la poche “bande” est assez développée pour générer un sillage assez important, l’écoulement laminaire peut alors effectuer une transition vers un régime transitionnel laminaire/turbulent à l’arrière de la poche. Le phénomène de cavitation est caractérisé dans ce type d’écoulement par la vaporisation périodique de différents tourbillons comme par exemple les **tourbillons en épingle à cheveux** qui sont régulièrement observés dans les études expérimentales sur la cavitation [ARNDT, 2002; BRANDNER et al., 2015] et que nous avons pu distinguer sur plusieurs images d’écoulements précédemment présentées dans cette thèse en figures 1.10, 2.9 et 4.22. Un exemple de la génération d’un tourbillon en épingle à cheveux est exposé dans la figure 4.41.

Dans ce type d’écoulements transitionnels, nous pouvons observer que le décollement principal, dans lequel se situent les deux poches “têtards” et la poche “bande”, se retrouve extrêmement réduit ($0 < X^* < 1.5$) mais présente tout de même une recirculation de bulle sous ces poches. Dans le sillage de ces poches ($X^* > 2$), des tourbillons sont révélés par leurs vaporisations et se développent dans l’écoulement. Le décollement laminaire peut alors être qualifié de **bulbe de décollement laminaire**.

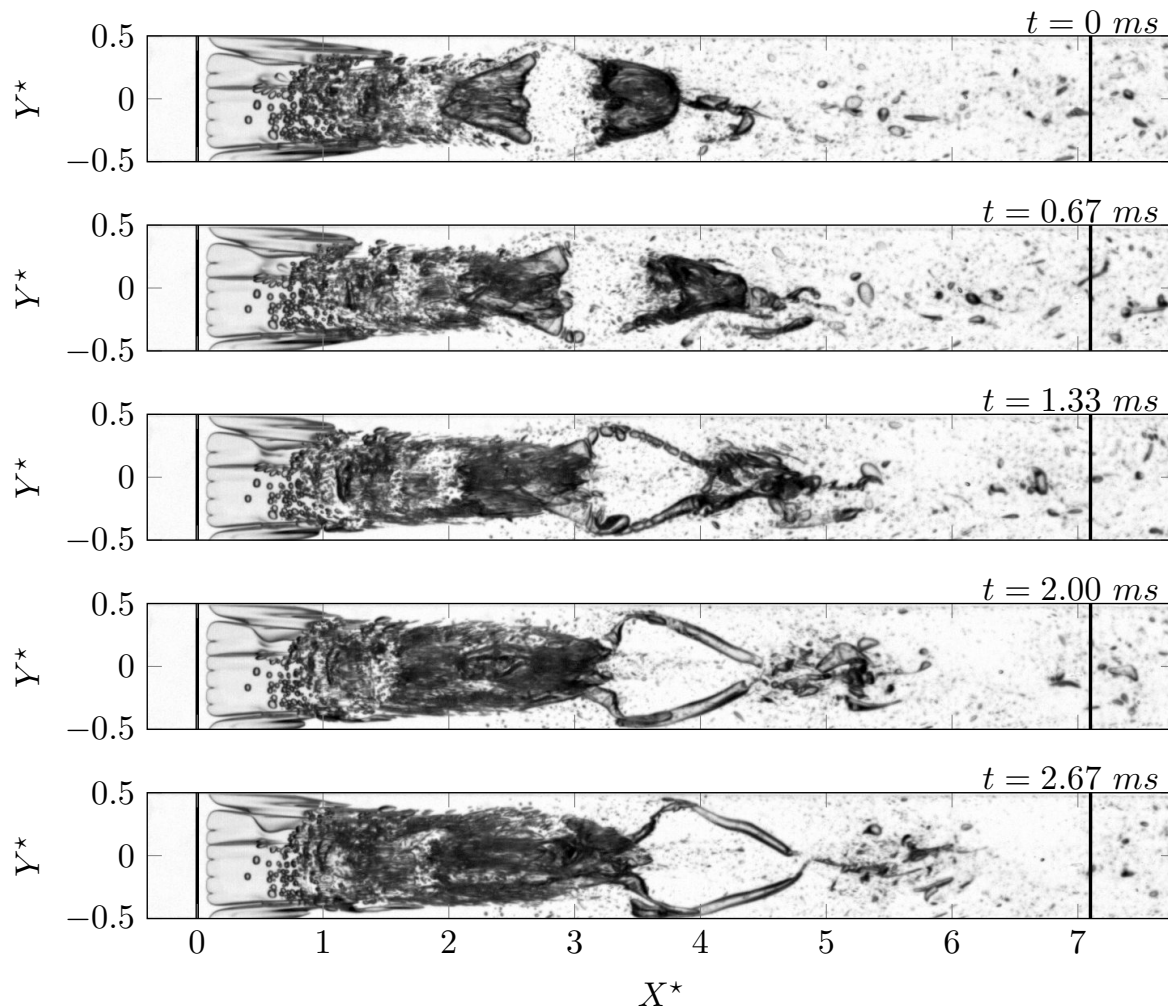


FIGURE 4.41 – Vaporisation d’un vortex en épingle à cheveux observée à $Re = 2118$ et $\sigma = 4.56$ dans l’huile 47V50. La séquence est enregistrée avec un pas de temps $\Delta t = 2/3$ ms.

La cavitation de tourbillons est conditionnée par le développement des poches de cavitation attachées et par la transition à la turbulence des couches limites laminaires. Dans ces conditions, la cavitation apparaît de façon importante et assez chaotique dans le sillage en transition, de la vaporisation étant générée dans le cœur des tourbillons créant des bulles de vapeurs pouvant elles-mêmes provoquer des dynamiques de cavitation. Nous développerons les différentes instabilités et le changement de régime d’écoulement menant à la cavitation de tourbillons dans le chapitre 5.

4.7 Synthèse sur le phénomène de cavitation

Dans les écoulements visqueux présentés dans ce chapitre, une cavitation partielle a tendance à se produire dans les bulbes de décollements laminaires où elle génère des poches attachées. Nous pouvons observer plusieurs types de poche de cavitation attachée :

- Dans le bulbe de décollement laminaire principal, situé à l’arrière de la géométrie Venturi ($0 < X^* < 7.1$, $-0.5 < Y^* < 0.5$, $-1 < Z^* < 0$), deux types de poches peuvent se former. Les **poches “têtards”** positionnées le long des parois latérales du Venturi

au niveau du col ($X^* \approx 0$, $Y^* = \pm 0.5$, $Z^* \approx 0$) peuvent être générées soit par le dégazage (cf §4.2) à bas nombre de Reynolds, formant alors des poches d'air qui peuvent se remplir progressivement de vapeur en approchant de la pression de vapeur saturante du liquide, soit par des instabilités à plus haut Reynolds qui provoquent directement la cavitation dans cette région. Une **poche "bande"** de vapeur peut également être générée au niveau du centre du col du Venturi ($X^* = Y^* = Z^* \approx 0$) lorsque le liquide atteint sa pression de vapeur saturante dans cette zone de dépression.

- Un bulbe de décollement laminaire secondaire, dont la position dépend du point de recollement du bulbe de décollement principal, peut être observé sur la paroi supérieure de la veine d'essais ($X^* > 0$, $-0.5 < Y^* < 0.5$, $Z^* = 1$) à partir d'un nombre de cavitation critique $\sigma_c \approx 6.1$. Dans cette région peut se développer une recirculation de bulles, similaire à celle menant à l'attachement des poches "têtards" lors du dégazage (cf §4.2), engendrant la stabilisation de **bulles "têtards" secondaires** positionnées le long des parois latérales de la veine ($X^* > 0$, $Y^* = \pm 0.5$, $Z^* = 1$). Ces bulles semblent être constituées d'un mélange d'air et de vapeur d'huile et sont très sensibles aux perturbations de l'écoulement.

Ces poches de cavitation attachées peuvent être présentes dans l'écoulement que celui-ci soit laminaire ou qu'il transitionne à la turbulence derrière la géométrie Venturi. Une autre source importante de cavitation se trouve d'ailleurs être reliée à cette transition qui génère dans l'écoulement des instabilités et des tourbillons pouvant engendrer la vaporisation de l'huile. Suivant le caractère intermittent ou continu de la transition à la turbulence, on peut définir deux types de cavitation :

- La **cavitation par "patch"** est entraînée par une transition éphémère de quelques millisecondes de la couche limite laminaire vers la turbulence qui se produit par le biais de recirculations de bulles d'air qui stimulent les instabilités. Il en résulte la vaporisation d'une structure tourbillonnaire qui se recondensera peu après.
- La **cavitation de tourbillons** se produit avec la vaporisation au cœur des tourbillons générés périodiquement dans la couche limite en transition (voir turbulente) dans le sillage de la poche "bande". La cavitation répétée des tourbillons dans une couche limite transitionnelle laminaire/turbulent engendre un mélange de bulles de vapeur et d'huile que l'on peut assimiler à des nuages de cavitation qui seront développés dans le chapitre 6.

Ces phénomènes mettent en lumière l'impact de la transition à la turbulence dans un écoulement multiphasique mais une autre transition nécessite d'être développée : celle entre le dégazage et la cavitation (que nous présenterons dans le chapitre 5). Cette transition reste assez difficile à percevoir sur des séquences d'images, la vapeur d'huile et l'air présentant le même aspect. Nous ne pouvons alors estimer la composition d'une bulle qu'en associant la présence d'air aux lâchers de micro-bulles et la présence de vapeur à leur condensation rapide à haute pression. Un exemple de la transition entre le dégazage et la cavitation peut être observé dans la cavitation par "patch" dans laquelle une bulle, initialement remplie d'air (figure 4.31), se condense quelques millisecondes plus tard (4.36) indiquant qu'une partie de l'air a été remplacée par de la vapeur dans la zone de dépression au niveau du col du Venturi.

4.8 Références

AMINI, A., M. RECLARI, T. SANO et M. FARHAT. 2018, «Effect of gas content on tip vortex cavitation.», dans 10th *Symposium on Cavitation*. 77

- ARAKERI, V. H. 1973, *Viscous effects in inception and development of cavitation on axisymmetric bodies.*, thèse de doctorat, California Institute of Technology, USA. 57, 77
- ARAKERI, V. H. 1975, «Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth bodies.», *J. Fluid Mech.*, vol. 68, p. 779–799. 76
- ARMALY, B. F., F. DURST, J. C. F. PEREIRA et B. SCHÖNUNG. 1983, «Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 127, p. 473–496. 79, 81
- ARNDT, R. E. A. 2002, «Cavitation in vortical flows.», *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 34, p. 143–175. 89
- BRANDNER, P., B. W. PIERCE et K. L. DE GRAAF. 2015, «Cavitation about a jet in crossflow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 768, p. 141–174. 89
- BRANDNER, P., G. J. WALKER, P. N. NIEKAMP et B. ANDERSON. 2010, «An experimental investigation of cloud cavitation about a sphere.», *J. Fluid Mech.*, vol. 656, p. 147–176. 77
- BRENNEN, C. E. 1995, *Cavitation and bubble dynamics.*, Oxford University Press. 55
- BRENNEN, C. E. 2005, *Fundamentals of multiphase flows.*, Cambridge University Press. 55
- CANO-LOZANO, J. C., C. MARTINEZ-BAZAN, J. MAGNAUDET et J. TCHOUFAG. 2016, «Paths and wakes of deformable nearly spheroidal rising bubbles close to the transition to path instability.», *Phys. Rev. Fluids*, vol. 1, n° 5. 84
- CECCIO, S. L. et S. A. MÄKI HARJU. 2017, *Experimental methods for the study of hydrodynamic cavitation.*, Springer, Cham. 56
- CHIAPOLINO, A., P. BOIVIN et R. SAUREL. 2017, «A simple and fast phase transition relaxation solver for compressible multicomponent two-phase flows.», *Comp. and Fluids*, vol. 150, p. 31–45. 52
- DULAR, M., I. KHLIFA, S. FUZIER, M. ADAMA MAIGA et O. COUTIER-DELGOSHA. 2012, «Scale effect on unsteady cloud cavitation.», *Exp. Fluids*, vol. 53, p. 1233–1250. 59
- EPSTEIN, P. S. et M. S. PLESSET. 1950, «On the stability of gas bubbles in liquid-gas solutions.», *J. Chem. Phys.*, vol. 18, p. 1505–1509. 54
- FRANC, J.-P. et J.-M. MICHEL. 1985, «Attached cavitation and the boundary layer : experimental investigation and numerical treatment.», *J. Fluid Mech.*, vol. 154, p. 63–90. 76
- FRANC, J.-P. et J.-M. MICHEL. 2006, *Fundamentals of cavitation*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht; Boston. 55
- GAREN, W., F. HEGEDUS, Y. KAI, S. KOCH, B. MEYERER, W. NEU et T. U. 2016, «Shock wave emission during the collapse of cavitation bubbles.», *Shock Waves*, vol. 26, p. 1–10. 85
- GROSS, T. F., J. BAUER, G. LUDWIG, D. FERNANDEZ RIVAS et P. F. PELZ. 2018, «Bubble nucleation from micro-crevices in a shear flow.», *Exp. Fluids*, vol. 59, n° 12. 54, 56
- GROSS, T. F. et P. F. PELZ. 2017, «Diffusion-driven nucleation from surface nuclei in hydrodynamic cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 830, p. 138–164. 54, 63

- GUENNOUN, M. F. 2006, *Étude physique de l'apparition et du développement de la cavitation sur une aube isolée.*, thèse de doctorat, EPFL Lausanne, Switzerland. 77
- KATZ, J. 1984, «Cavitation phenomena within regions of flow separation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 140, p. 397–436. 56, 76, 79
- KOIVULA, T. 2000, «On cavitation in fluid power.», dans *Proc. of 1st FPNI-PhD Symp. Hamburg*, p. 371–382. 72, 77
- KUIPER, G. 1981, *Cavitation inception on ship propeller models.*, thèse de doctorat, Delft University of Technology, Netherlands. 77
- LI, C. Y. et S. L. CECCIO. 1996, «Interaction of single travelling bubbles with the boundary layer and attached cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 322, p. 329–353. 82, 83, 86
- PARKIN, B. R. et R. W. KERMEEN. 1953, «Incipient cavitation and boundary layer interaction on a streamlined body.», *Clif. Inst. Tech. Hydro. Lab*, vol. Rep. E-35.2. 55, 77
- TASSIN LEGER, A., L. P. BERNAL et S. L. CECCIO. 1998, «Examination of the flow near the leading edge of attached cavitation. part 2. incipient breakdown of two-dimensional and axisymmetric cavities», *J. Fluid Mech.*, vol. 376, p. 91–113. 78
- VAN WIJNGAARDEN, L. 1967, «On the growth of small cavitation bubbles by convective diffusion.», *Int. J. Heat and Mass Transfert*, vol. 10, p. 127–134. 55

Chapitre 5

Instabilités et transitions de régimes d'écoulement

« Tout est changement, non pour ne plus être mais pour devenir ce qui n'est pas encore. »

Épictète

Sommaire

5.1	Déstabilisation de l'écoulement laminaire	96
5.1.1	Apparition des dynamiques multiphasiques	97
5.1.2	Instabilités dans l'écoulement multiphasique	98
5.1.3	Évolution des dynamiques de bulles	101
5.2	Changement de régime d'écoulement	103
5.2.1	Écoulement laminaire multiphasique	103
5.2.2	Écoulement transitionnel laminaire/turbulent	104
5.3	Synthèse sur les transitions de régimes d'écoulement	107
5.4	Références	108

Comme nous venons de le voir dans le chapitre 4, plusieurs poches, remplies d'air ou de vapeur, peuvent s'attacher au niveau des décollements laminaires. Le développement de certaines de ces poches est susceptible d'engendrer dans leurs sillages des instabilités, voir des changements de régimes d'écoulement, conduisant alors à la génération de phénomènes tels que la cavitation de tourbillons. Dans ce chapitre nous nous intéressons à la déstabilisation d'écoulements laminaires provoquée par certaines dynamiques multiphasiques. Nous chercherons alors à regarder les conditions d'écoulements nécessaires à l'apparition d'instabilités ainsi que l'impact d'un changement de régime d'écoulement sur le développement des différentes dynamiques de dégazage et de cavitation.

5.1 Déstabilisation de l'écoulement laminaire

Un écoulement laminaire multiphasique autour d'une géométrie Venturi est caractérisée par l'attachement de poches de gaz ainsi que de la recirculation de bulles d'air au niveau des décollements laminaires. Un exemple de ce type d'écoulement est présenté dans la figure 5.1.

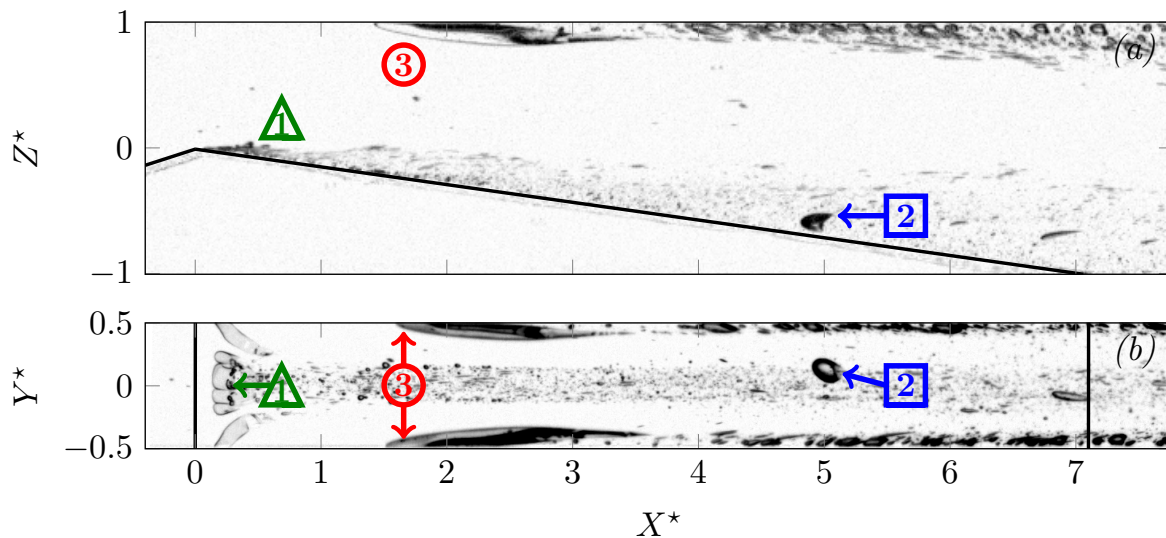


FIGURE 5.1 – Vue de côté (a) et du dessus (b) d'un écoulement multiphasique laminaire observé à $Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$ dans l'huile 47V100. Les différentes sortes de bulles rencontrées dans ce type d'écoulement (la poche "bande", une bulle recirculante ainsi que les bulles attachées dans la seconde région de décollement, les bulles "têtarde" secondaires) sont chacune associées à un symbole (\triangle , \square et \circ) et respectivement numérotées de 1 à 3.

Comme nous l'avons observé dans la section 4.5, les premiers signes notables d'instabilités dans nos écoulements laminaires peuvent correspondre à l'émergence intermittente de la cavitation par "patch" dans le sillage de bulles recirculantes ou bien d'une poche "bande" assez développée au niveau du col du Venturi. Pour étudier l'apparition d'instabilités de sillages, nous nous focalisons alors sur quelques dynamiques multiphasiques particulières dont nous rappelons les caractéristiques :

- La **recirculation de bulle** peut être associée au phénomène de dégazage.
- L'apparition des **bulles "têtarde" secondaires** dans un décollement laminaire secondaire peut être reliée au développement de la poche "bande" composée de vapeur et être un indicateur du régime d'écoulement [ARMALY et al., 1983].

- L'attachement d'une **poche "bande"** révèle une cavitation continue dans la zone de dépression engendrée par la géométrie Venturi au niveau du col.
- La **cavitation par "patch"** indique une transition intermittente de l'écoulement laminaire vers un régime transitionnel laminaire/turbulent de sillage (Cf section 4.5).

Dans cette section, nous regarderons la présence de ces quatre dynamiques derrière la géométrie Venturi en fonction des paramètres de contrôle de l'écoulement : le nombre de Reynolds Re et le nombre de cavitation σ .

5.1.1 Apparition des dynamiques multiphasiques

La déstabilisation de l'écoulement laminaire est étudiée dans l'huile 47V50 à partir de la carte d'apparition des dynamiques multiphasiques, exposée dans la figure 5.2, en reprenant les symboles exposés dans la figure 5.1. On peut remarquer que l'apparition de la recirculation de bulle d'air, conduisant à l'attachement des poches "têtards", présente un changement de comportement à partir de $Re \approx 1200$. Nous expliquons ce changement par l'apparition d'instabilités dans l'écoulement pouvant générer des fluctuations de pressions, comme celles observées par [KATZ, 1984], entraînant l'apparition de la recirculation de bulles pour des nombres de cavitation plus élevés. Ces instabilités pourraient correspondre aux prémisses de la transition à un régime transitionnel laminaire/turbulent dans l'écoulement qui joue un rôle prépondérant dans la mise en place de la cavitation.

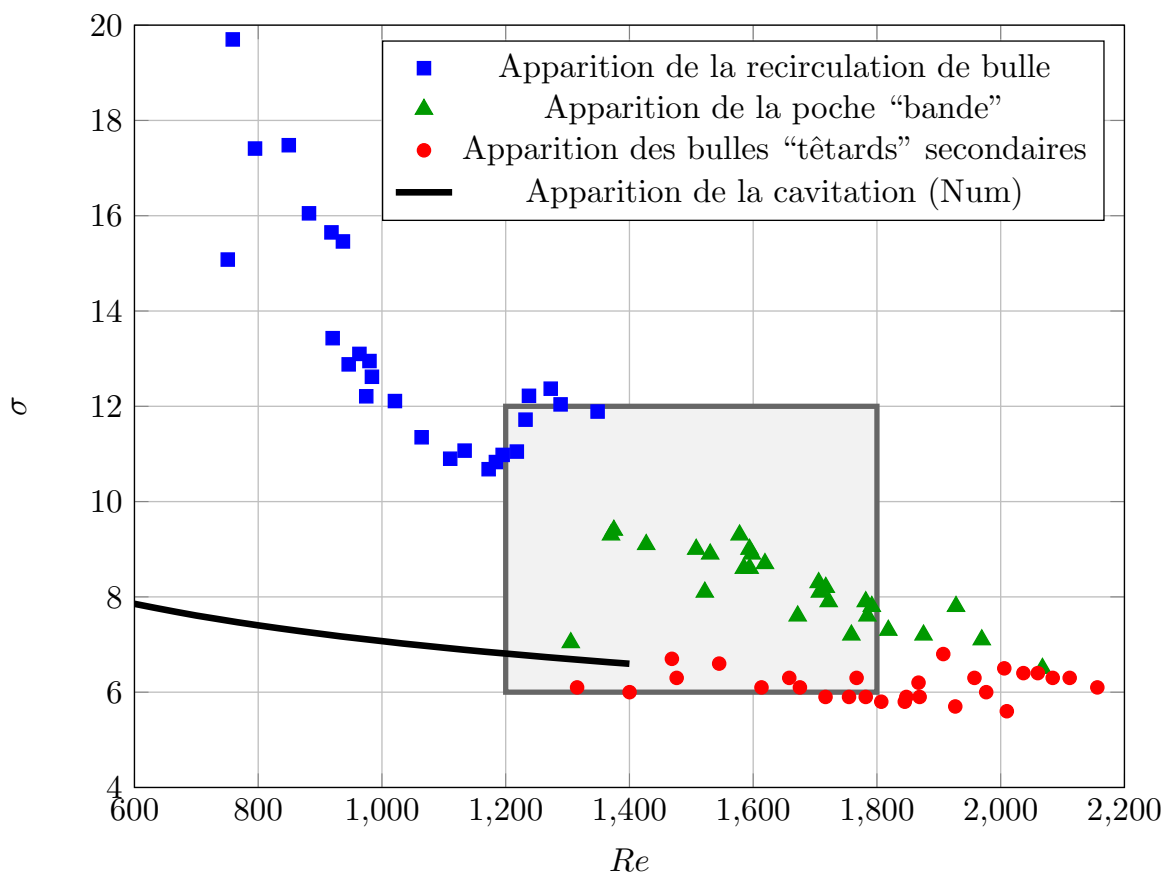


FIGURE 5.2 – Carte d'apparition des différentes dynamiques de dégazage et de cavitation dans l'huile 47V50. Le rectangle gris correspond à la plage de nombres de Reynolds et de nombres de cavitation pour laquelle la transition entre dégazage et cavitation est étudiée.

Nous choisissons de concentrer notre étude sur des conditions d'écoulement où les différentes dynamiques précédemment présentées peuvent se mettre en place et où des instabilités d'écoulements peuvent être observées.

Pour cela nous nous focalisons sur une gamme de nombres de Reynolds $1200 < Re < 1800$ et de cavitation $6 < \sigma < 12$ que nous illustrons avec le rectangle gris sur la figure 5.2. Avec un pas de 100 pour le nombre de Reynolds et de 1 pour le nombre de cavitation, nous explorons toute cette région de la carte. On obtient alors la carte de transition présentée dans la figure 5.3.

5.1.2 Instabilités dans l'écoulement multiphasique

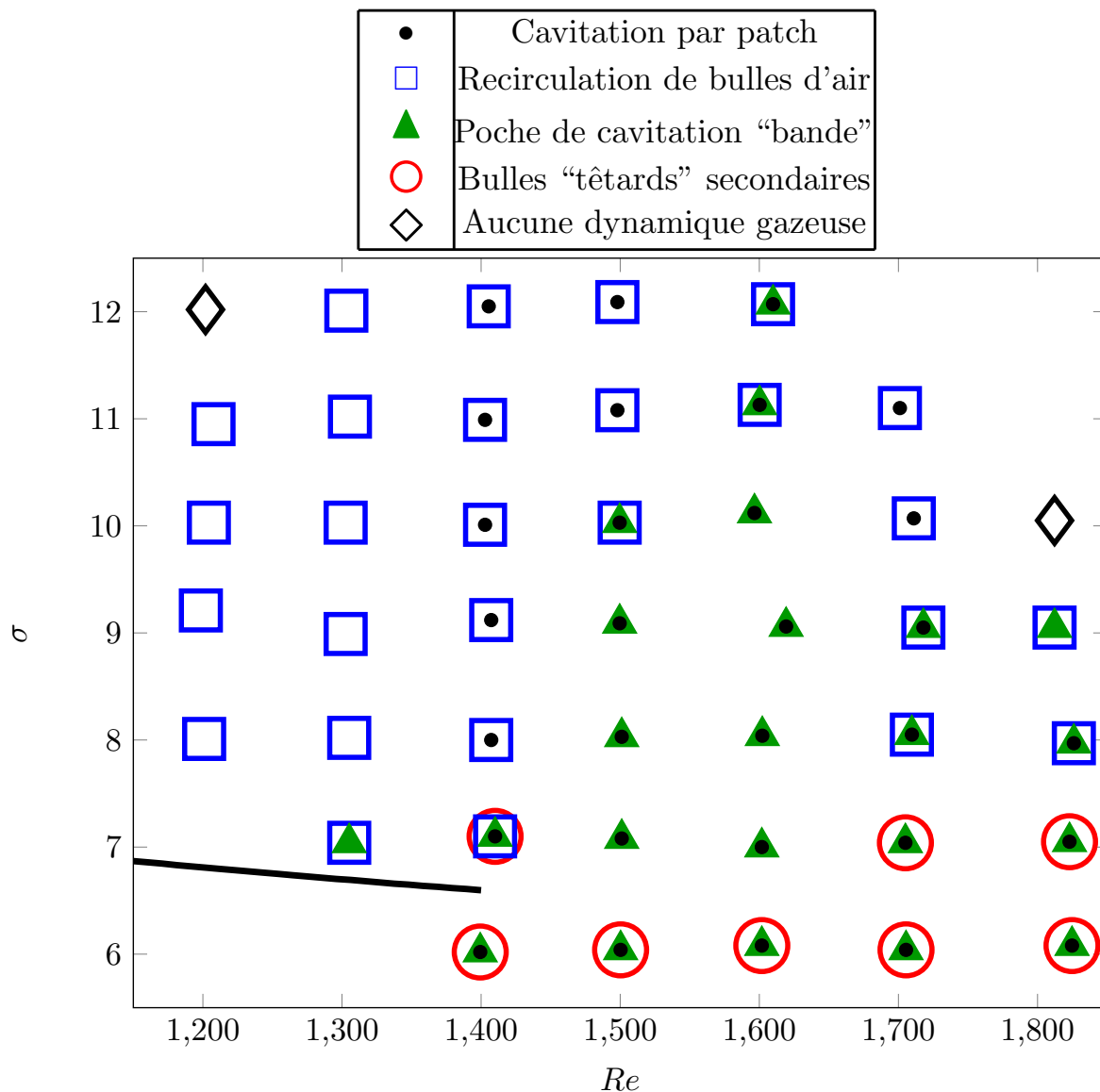


FIGURE 5.3 – Carte de transition de régime d'écoulement dans l'huile 47V50. \diamond représente les mesures sans aucune dynamique de bulle dans l'écoulement, \square indique la présence du processus de recirculation de bulle d'air, \blacktriangle révèle l'existence d'une poche attachée à doigts au col du Venturi, \bullet indique la présence intermittente de la cavitation par patch, \circ signale l'attachement de bulles "têtards" dans les deux zones de décollements.

En regardant la figure 5.3, on peut remarquer que les premiers signes de déstabilisation de la couche limite laminaire apparaissent dans l'écoulement avec la cavitation par "patch" derrière une bulle de recirculation. En effet, au cours de cette dynamique, un écoulement laminaire devient transitionnel à cause d'une bulle d'air faisant obstacle dans l'écoulement, générant alors une cavitation éphémère au sein de structures tourbillonnaires. Pour que ce phénomène puisse se mettre en place, la couche limite laminaire nécessite d'être proche de sa limite de stabilité afin que la bulle puisse être le déclencheur de la transition [LI et CECCIO, 1996].

Dans notre étude expérimentale, on peut immédiatement remarquer en nous penchant sur la carte de transition exposée en figure 5.3 que la cavitation par "patch" apparaît dans l'écoulement à partir d'un nombre de Reynolds compris entre 1300 et 1400. Que ce soit avec la recirculation de bulles ou à l'arrière d'une poche "bande", la cavitation par "patch" ne semble pas pouvoir générer la vaporisation d'un tourbillon pour toutes les mesures réalisées pour $Re \leq 1300$ alors que c'est le cas pour la quasi-totalité des cas mesurés pour des nombres de Reynolds $Re \geq 1400$.

Nous avons pu estimer numériquement dans le chapitre 3 que les premiers signes d'instabilités dans des écoulements laminaires stationnaires apparaissent à partir d'un nombre de Reynolds $Re_c \in [1400; 1450]$, ce qui est cohérent avec l'apparition de la déstabilisation de l'écoulement observée expérimentalement avec la cavitation par "patch".

Pour examiner en détail l'apparition d'instabilités dans un écoulement laminaire, nous nous concentrons tout d'abord sur la déstabilisation d'une couche limite laminaire décollée provoquée par la recirculation d'une bulle d'air jusqu'au col du Venturi. Nous reprenons alors l'exemple de cavitation par "patch" observée derrière une bulle d'air à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ que nous avons développé dans la section 4.5.1. Nous détaillerons alors ce phénomène pour observer les conditions précises d'apparition de la cavitation de tourbillons. Nous mettrons en lien nos résultats avec plusieurs études réalisées sur la transition laminaire/turbulent dans le sillage de bulles en ascension, présentant des similarités avec notre étude comme les notions de déformation de bulles et de transition de sillage.

Transition de sillages derrière une bulle en ascension

ORMIÈRE et PROVANSAL [1999] estiment la transition vers un état instationnaire dans le sillage d'une sphère fixe avec un nombre de Reynolds critique $Re_c^{sphère}$ défini comme suit en fonction du diamètre d de la sphère :

$$Re_c^{sphère} = \frac{U_\infty d}{\nu} \quad (5.1)$$

Dans leur étude, ils estiment ce Reynolds critique à $Re_c^{sphère} \simeq 280$.

Cependant, la bulle d'air dans la cavitation par "patch" ne reste sphérique que très peu de temps et se déforme énormément à l'approche du col du Venturi jusqu'à former une "capsule hémisphérique". Dans le sillage d'une bulle en ascension présentant un rapport d'aspect $\gamma \simeq 1.85$, c'est à dire qui a une largeur 1.85 fois plus grande que son épaisseur, DUINEVELD [1995] définit un nouveau nombre de Reynolds critique Re_c^b :

$$Re_c^b = \frac{U_\infty d_{eq}}{\nu} \quad (5.2)$$

Le diamètre équivalent d_{eq} correspond alors au diamètre de la bulle déformée rapporté à celui d'une sphère. Il trouve dans ces conditions un nombre de Reynolds critique $Re_c^b \simeq 660$.

MAGNAUDET et MOUGIN [2007] ajoutent à cela que la bifurcation vers un état instationnaire peut également être reliée à un rapport d'aspect critique γ_c de la bulle qu'ils estiment à $\gamma_c \simeq 2.21$ et pour lequel des instabilités de sillage peuvent apparaître.

Cavitation par "patch" dans le sillage d'une bulle recirculante

Pour rappel la déstabilisation d'écoulement laminaire peut être associée dans nos expériences à l'apparition de la cavitation par "patch" derrière une bulle qui se produit pour des nombres de Reynolds supérieurs à $Re_c \in [1300; 1400]$. Durant ce phénomène, la bulle se déforme considérablement et finit par générer un tourbillon cavitant dans son sillage, signe d'un changement de régime d'écoulement. On peut s'apercevoir de cette déformation dans la figure 5.4 qui montre l'évolution de la largeur de la bulle à l'approche du col du Venturi ($X^* \simeq 0$) en fonction du temps jusqu'à sa condensation dans l'exemple présenté dans la section 4.5.1.

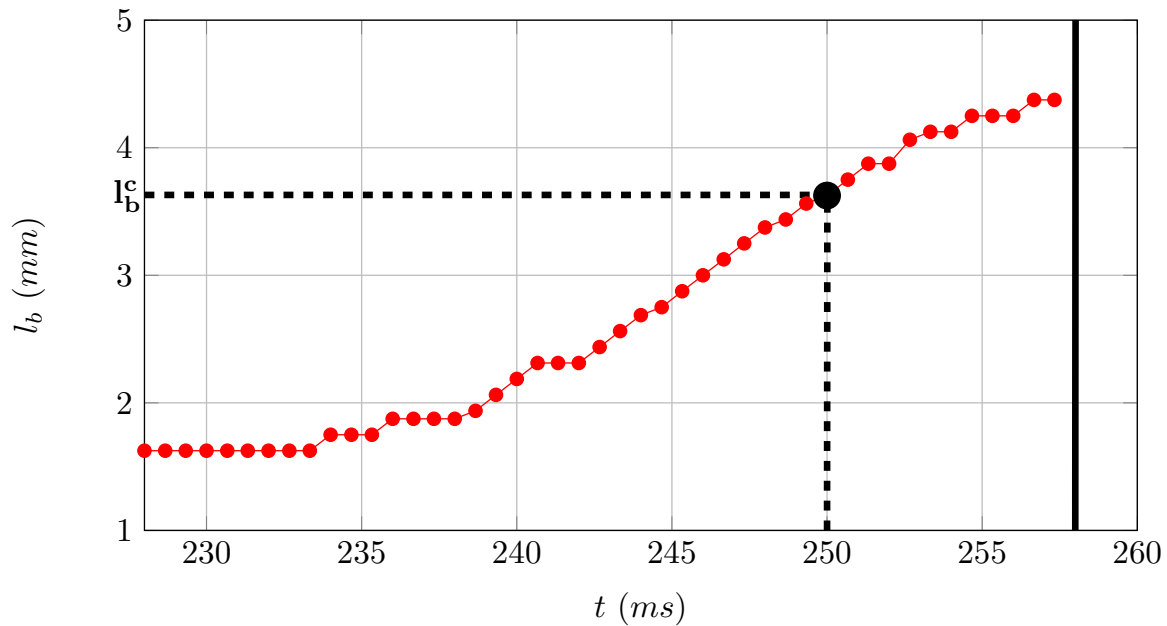


FIGURE 5.4 – Évolution de la largeur de la bulle en fonction du temps ($228 < t < 258$ ms) à l'approche du col du Venturi ($X^* \simeq 0$) dans la cavitation par "patch" derrière une bulle de recirculation illustrée dans la section 4.5.1 ($Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l'huile 47V50). Les lignes en pointillés indiquent l'apparition de la cavitation de tourbillon à $t = 250$ ms correspondant à une largeur critique de bulle $l_b^c \simeq 3.6 \pm 0.1$ mm et à un rapport d'aspect $\gamma_c^{exp} \simeq 7.2 \pm 0.3$. La ligne verticale signale la condensation de la bulle à $t = 258$ ms qui entraînera sa disparition de l'écoulement.

Par conséquent, on estime l'apparition de la transition à $t = 250$ ms où la bulle présente une largeur critique $l_b^c \simeq 3.6 \pm 0.1$ mm et un rapport d'aspect critique $\gamma_c^{exp} \simeq 7.2 \pm 0.3$. Nous estimons alors des Reynolds critiques, reprenant les expressions de ceux exposés dans les équations 5.1 et 5.2, en remplaçant la vitesse d'ascension par la vitesse au niveau du col et la longueur caractéristique par la longueur critique de la bulle l_b^c , correspondant à l'envergure de la bulle faisant obstacle à l'écoulement. Au final on obtient l'expression :

$$Re_c^{b\ exp} = \frac{V_{col} l_b^c}{\nu} \quad (5.3)$$

Nous estimons ce nombre de Reynolds critique à $Re_c^{b\ exp} \simeq 616 \pm 5\%$. La comparaison de nos données expérimentales avec la littérature sur la transition dans le sillage d'une bulle en ascension est résumée dans le tableau 5.1.

$Re_c^{sphère}$	Re_c^b	$Re_c^{b\ exp}$	γ_c	γ_c^{exp}
280	660	616	2.21	7.2

TABLEAU 5.1 – Comparaison des nombres de Reynolds critiques et des rapports d'aspects mesurés expérimentalement avec la littérature scientifique.

Les résultats expérimentaux semblent cohérents avec ceux fournis par la littérature. Le nombre de Reynolds critique se trouve assez similaire à celui estimé par **DUINEVELD [1995]** tandis que le rapport d'aspect de la bulle à la transition excède bien la valeur critique γ_c trouvée par **MAGNAUDET et MOUGIN [2007]** pour laquelle des instabilités peuvent se mettre en place dans le sillage d'une bulle. Plus généralement, la cavitation par "patch" apparaît dans l'écoulement à partir de $Re \in [1300; 1400]$. La valeur de la largeur critique de la bulle peut être estimée dans cette gamme de nombre de Reynolds à $l_b^c \simeq 4\text{ mm}$. On peut alors en déduire la gamme de nombres de Reynolds critiques de bulle, correspondant à l'apparition d'instabilités dans nos expériences, à $580 < Re_c^{b\ exp} < 660$. Cette valeur nous apparaît cohérente avec les résultats précédents et semble confirmer la déstabilisation de l'écoulement pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1300.

5.1.3 Évolution des dynamiques de bulles

Comme nous venons de le voir, le sillage de la bulle transitionne vers un écoulement transitionnel laminaire/turbulent avec l'interaction d'une couche limite laminaire instable avec une bulle ou une poche de gaz. L'évolution des différentes dynamiques de bulles, présentée dans la figure 5.3, joue par conséquent un rôle majeur dans les changements de régimes d'écoulement qui peuvent, dans un même temps, rétroagir sur la dynamique des bulles.

Recirculation de bulles

Nous pouvons remarquer que l'écoulement apparaît être dans un premier temps dominé à bas nombres de Reynolds ($Re \leq 1400$) par les recirculations de bulles d'air, caractéristiques du dégazage dans un écoulement laminaire. Pour des écoulements présentant des nombres de Reynolds plus élevés ($Re > 1400$), la recirculation de bulles a alors tendance à disparaître dès lors que l'on peut observer une poche "bande" assez développée, c'est à dire atteignant quelques millimètres de largeur, au niveau du col du Venturi.

Nous supposons que ce changement peut être relié à la déstabilisation de l'écoulement laminaire qui apparaît pour $Re_c \in [1300; 1400]$. Nous avons pu voir dans la section 5.1.2, qu'à partir de ce nombre de Reynolds critique l'écoulement laminaire devient instable et que dans ce cas, la présence d'une bulle d'une largeur assez importante peut alors entraîner des instabilités dans son sillage. Nous présumons que ce changement dans l'évolution de la recirculation de bulles doit être lié à un changement de régime d'écoulement :

- Les écoulements présentant des nombres de Reynolds $Re \leq 1400$ doivent être complètement laminaires avec un décollement principal suffisamment développé pour permettre la mise en place d'une recirculation de bulles.
- Dans le cas d'écoulements avec des nombres de Reynolds supérieurs ($Re > 1400$), l'écoulement est susceptible de subir une transition continue vers un régime transitionnel laminaire/turbulent dans le sillage d'une poche "bande" assez développée. Ce changement de régime d'écoulement entraîne par la même occasion une diminution importante de la taille du décollement principal pour former un **bulbe de décollement laminaire "court"** [BARKLEY et al., 2002], ce qui limite par conséquent considérablement la recirculation de bulles dans l'écoulement. Ce changement sera ultérieurement détaillé dans la section 5.2

Poches "bandes"

Ce changement de régime d'écoulement semble avoir également un impact important sur l'apparition des poches "bandes" dans l'écoulement. Ainsi, pour des séries de mesures réalisées pour des nombres de Reynolds de 1300 et 1400, pour lesquelles l'écoulement est initialement supposé laminaire et stationnaire (ou très légèrement instable) d'après nos résultats numériques (cf chapitre 3), on observe que l'apparition de la poche "bande" dans l'écoulement correspond à un nombre de cavitation $\sigma \approx 7$. Cette valeur s'avère similaire à l'estimation numérique de l'apparition de la cavitation dans un écoulement laminaire et stationnaire détaillée dans la section 3.2.2 mais aussi aux mesures d'apparition de la poche "bande" réalisées pour des écoulements laminaires dans l'huile 47V100 et présentées dans la section 4.4.2 (figure 4.27).

Pour des nombres de Reynolds $Re \geq 1500$, nous retrouvons l'évolution illustrée dans la figure 5.2 que nous avons déjà associée à la présence d'instabilités dans l'écoulement dans la section 4.4.2.

Bulles "têtards" secondaires

Nous venons de voir que le développement de la poche "bande" est un paramètre important dans le changement de régime de l'écoulement visqueux. Or, comme nous l'avons expliqué dans la section 4.4.3, la stabilisation des bulles "têtards" secondaires dans le bulbe de décollement laminaire secondaire résulte de la croissance de la poche "bande" dans le bulbe de décollement principal. De plus, EATON et JOHNSTON [1981] montre que l'évolution du rattachement principal change suivant le régime d'écoulement et ARMALY et al. [1983] ajoute que le décollement secondaire suit ce changement jusqu'à disparaître lorsque l'écoulement devient turbulent.

L'apparition des bulles "têtards" secondaires dans l'écoulement apparaît alors être un bon indicateur du développement de la poche "bande" ainsi que des changements de régimes d'écoulement dans les écoulements instables ($Re > 1400$). En regardant la figure 5.3 on peut remarquer que, pour ces écoulements instables ($Re > 1400$), les bulles "têtards" secondaires et les mouvements de recirculations de bulles d'air ne sont jamais observés simultanément dans l'huile silicone. Par conséquent, on peut supposer que les bulles "têtards" secondaires ne réussissent à se stabiliser dans un écoulement instable que lorsque le décollement laminaire disparaît pour laisser place à un bulbe de décollement laminaire "court".

Dans le cas d'un écoulement laminaire mesuré à $Re = 1410$ et $\sigma = 7.10$, on peut remarquer la présence aussi bien de la recirculation de bulles que des "têtards" secon-

daires dans l'écoulement. Nous observons également la présence de ces deux dynamiques dans plusieurs cas d'écoulements laminaires comme par exemple celui présenté dans la figure 5.1 ou bien ceux développés dans la section 4.5.2 et l'annexe B.2.

Ces résultats semblent cohérents avec ceux de ARMALY et al. [1983], qui seront détaillés section 6.4.1, qui observent derrière une marche des décollements secondaires dans des régimes laminaire et transitionnel. Dans nos écoulements multiphasiques, on peut penser que la présence d'instabilités dans le régime transitionnel peut entraîner une déstabilisation importante des bulles "têtards" secondaires qui ne peuvent se stabiliser dans l'écoulement que pour certaines conditions de pression correspondant à un certain développement de la poche "bande".

On peut finalement remarquer que les bulles "têtards" secondaires se stabilisent dans l'écoulement pour des nombres de cavitation compris entre 6 et 7, ce qui est cohérent avec la valeur du nombre de cavitation critique $\sigma_c \simeq 6.1$ que nous avons établi dans la section précédente.

5.2 Changement de régime d'écoulement

Nous venons de voir qu'un écoulement laminaire, caractérisé par des poches attachées relativement stables dans des décollements, peut voir sa topologie complètement modifiée par des instabilités de sillage de bulles. Ces instabilités provoquent dans un premier temps des changements de régimes intermittents, par le biais de la cavitation par "patch", puis cette transition de régime d'écoulement devient permanente lorsqu'une poche "bande" assez développée s'attache au niveau du col du Venturi. Nous allons détailler cette transition entre régime laminaire et régime transitionnel laminaire/turbulent en regardant le développement de la poche "bande".

5.2.1 Écoulement laminaire multiphasique

Un exemple d'écoulement laminaire mutiphase est présenté dans la figure 5.5.

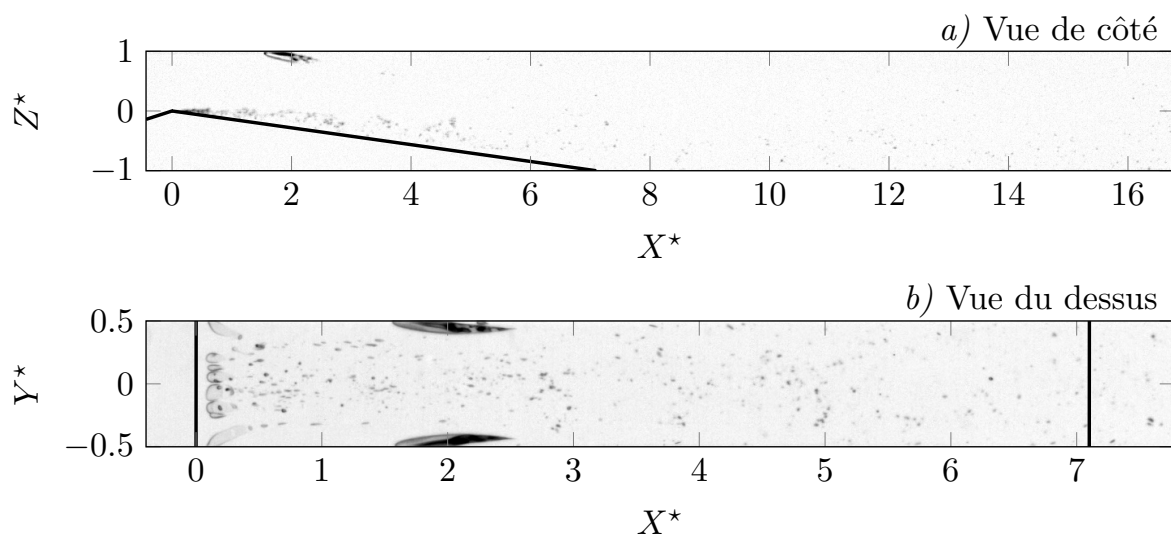


FIGURE 5.5 – Vue de côté *a)* et du dessus *b)* d'un écoulement multiphasique en régime laminaire observé à $Re = 2144$ et 4.99 .

Cet écoulement présente les caractéristiques d'un écoulement laminaire, avec la recirculation de bulles dans un décollement laminaire important et l'absence d'une cavitation de tourbillon continue. Cependant, le nombre de Reynolds de l'écoulement est ici bien supérieur à $Re_c \approx 1400$, caractérisant l'apparition d'instabilités de sillages. On peut observer régulièrement à ces conditions de la cavitation intermittente par "patch". On peut remarquer que la poche "bande" se trouve ici très peu développée, formant davantage un amoncèlement de bulles de vapeur qu'une poche bien définie. On peut supposer que la taille de ces bulles ne permet pas une transition continue de l'écoulement vers un régime transitionnel laminaire/turbulent dans leurs sillages.

5.2.2 Écoulement transitionnel laminaire/turbulent

Lorsque l'on diminue, pour un nombre de Reynolds similaire, la pression dans le circuit jusqu'à avoir une poche "bande" bien développée sur toute la largeur de la veine, on obtient un changement continu du régime d'écoulement visible dans la figure 5.6.

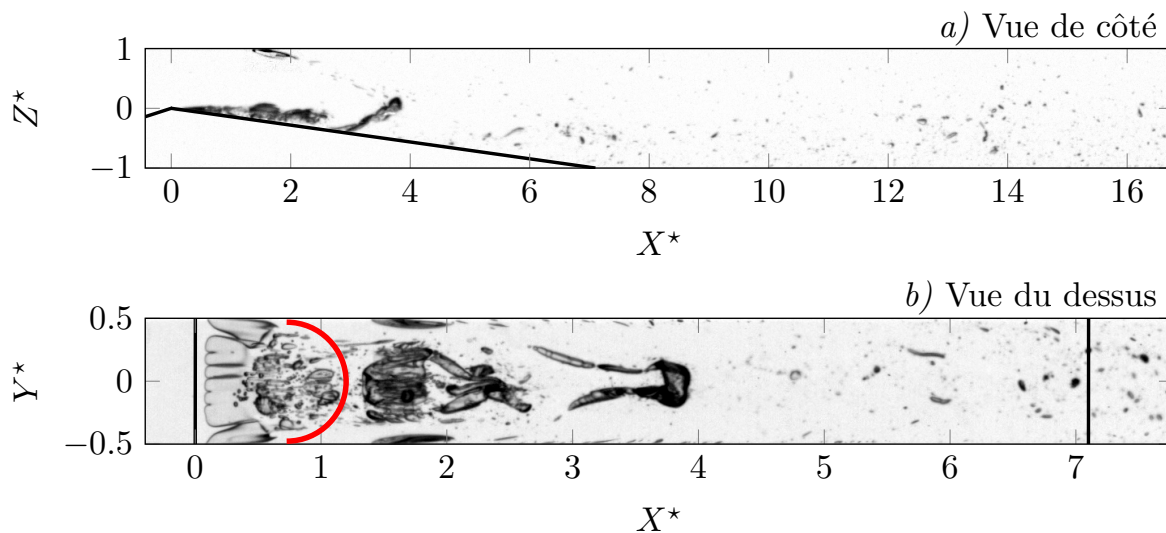


FIGURE 5.6 – Vue de côté *a)* et du dessus *b)* d'un écoulement multiphasique laminaire en transition à la turbulence dans le sillage d'une poche "bande" assez développée observé à $Re = 2185$ et 4.53 . Le demi-cercle rouge indique les limites d'un bulbe de décollement laminaire.

La transition à un écoulement transitionnel laminaire/turbulent dans le sillage de la poche "bande" implique des modifications des dynamiques de l'écoulement laminaire :

- Un changement important de la topologie de l'écoulement et des décollements laminaires.
- De la cavitation de tourbillons dans le sillage en transition.

Changement de topologie de l'écoulement

Comme nous l'avons déjà indiqué précédemment, la transition de régime d'écoulement dans le sillage de la poche "bande" conduit le décollement laminaire principal, dont le point de recollement doit se situer à $X^* > 7.1$, à se réduire et à former un bulbe de décollement laminaire [GASTER, 1992]. Dans ce cas, cette structure se recolle dans un premier temps à une paroi au niveau de la pente du Venturi ($X^* \approx 1.2$) et le bulbe est alors qualifié de "court" [MARXEN et HENNINGSON, 2011]. Cette diminution de la taille du décollement

laminaire peut être associée à la génération de tourbillons de sillage qui réénergisent la couche limite en générant un mélange liquide, conduisant alors à un rattachement précoce du décollement. Ce changement du décollement principal peut également modifier la position du décollement secondaire [ARMALY et al., 1983] avec les bulles "têtards" secondaires. Ce changement de topologie d'écoulement est schématisé dans la géométrie Venturi, avec les différentes poches attachées, dans la figure 5.7.

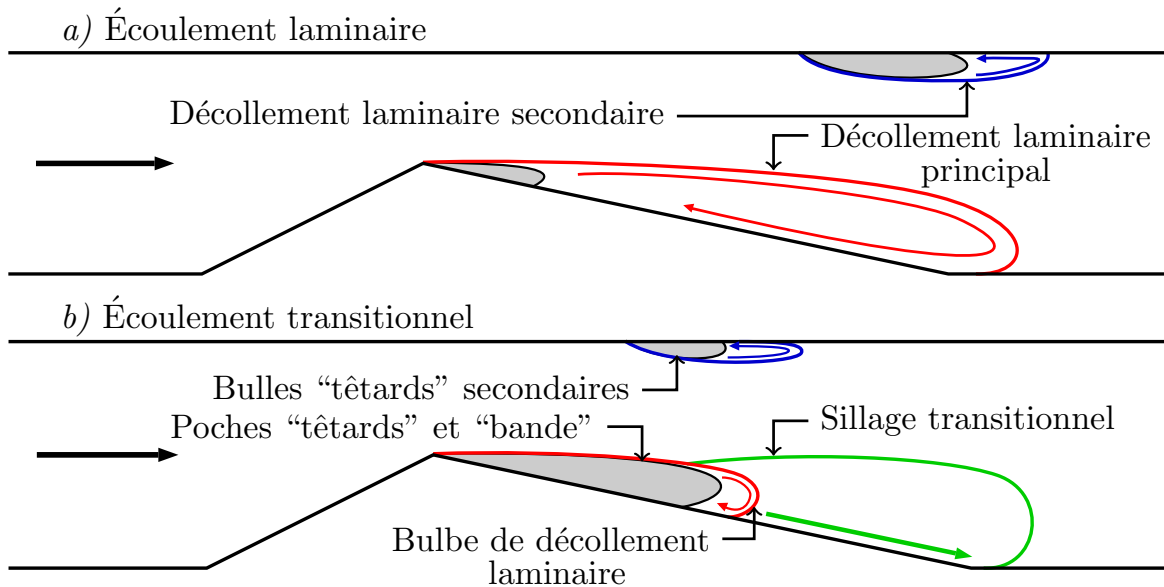


FIGURE 5.7 – Schémas a) d'un écoulements laminaire et b) d'un écoulement transitionnel en présence de poches attachées.

Contrairement au décollement laminaire, qui dépendait de la géométrie Venturi, ce bulbe de décollement laminaire dépend quant à lui de la longueur de la poche "bande". En regardant nos mesures dans ce type d'écoulement, nous observons que cette poche semble osciller à une très basse fréquence particulièrement instable, de l'ordre du *Hertz*, que nous pouvons associer à une respiration du bulbe de décollement laminaire engendrée par des instabilités au niveau du point de rattachement du bulbe [CHERRY et al., 1984]. Cette fréquence contraste avec la très haute fréquence de vaporisation de structures tourbillonnaires, de l'ordre de plusieurs centaines de *Hertz*, que l'on peut observer dans le sillage en transition laminaire/turbulent (cf 6.2.1).

Cavitation de tourbillons dans le sillage d'une poche "bande"

La cavitation de tourbillons dans le sillage d'une poche "bande" est particulièrement sujette à la fréquente vaporisation de tourbillons en épingle à cheveux, comme on peut le voir illustré dans la figure 5.6. La cavitation de ce type de tourbillons est un phénomène très souvent observé dans les écoulements turbulents cavitants [ARNDT, 2002; BRANDNER et al., 2015]. Dans notre écoulement la poche "bande" peut s'apparenter à un obstacle dans un écoulement incident et la transition à un régime transitionnel dans son sillage doit comporter les caractéristiques de ce type d'écoulement. La génération de tourbillons dans le sillage d'un obstacle hémisphérique a été étudié par ACARLAR et SMITH [1987] et est schématisé dans la figure 5.8.

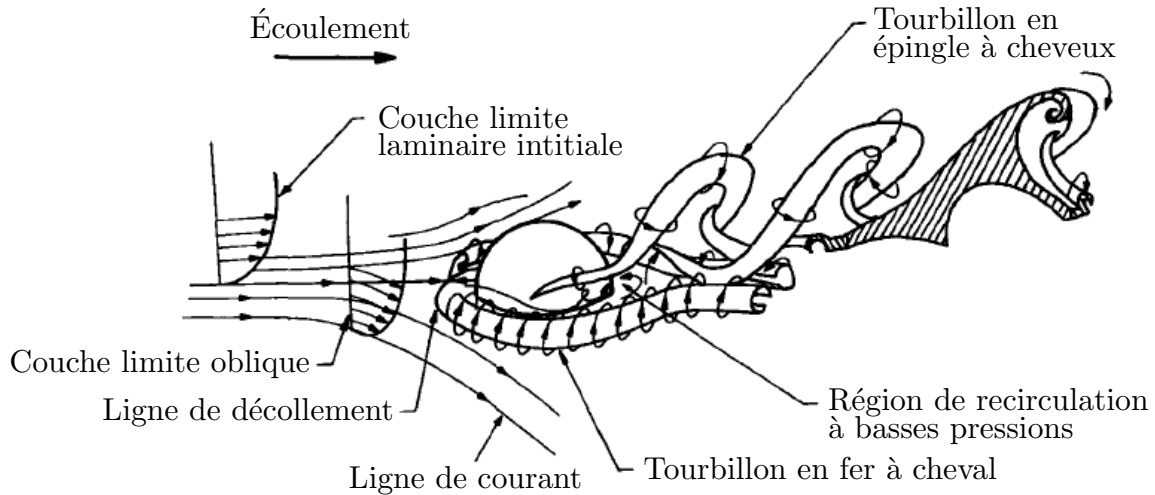


FIGURE 5.8 – Schéma de la génération d'un tourbillon en épingle à cheveux dans le sillage d'un obstacle hémisphérique. Source : ACARLAR et SMITH [1987].

D'après ACARLAR et SMITH [1987], lorsque l'on a un obstacle assez peu profilé, comme une demi-sphère, un tourbillon en "fer à cheval" peut se développer autour de l'obstacle. Dans notre étude, on peut observer l'apparition des poches "têtards" pour des nombre de Reynolds assez élevés de chaque côté d'une poche "bande" assez développée, au niveau des parois latérales. Nous supposons que l'écoulement se trouve alors dans un régime transitionnel laminaire/turbulent permettant la génération d'un tourbillon en fer à che-

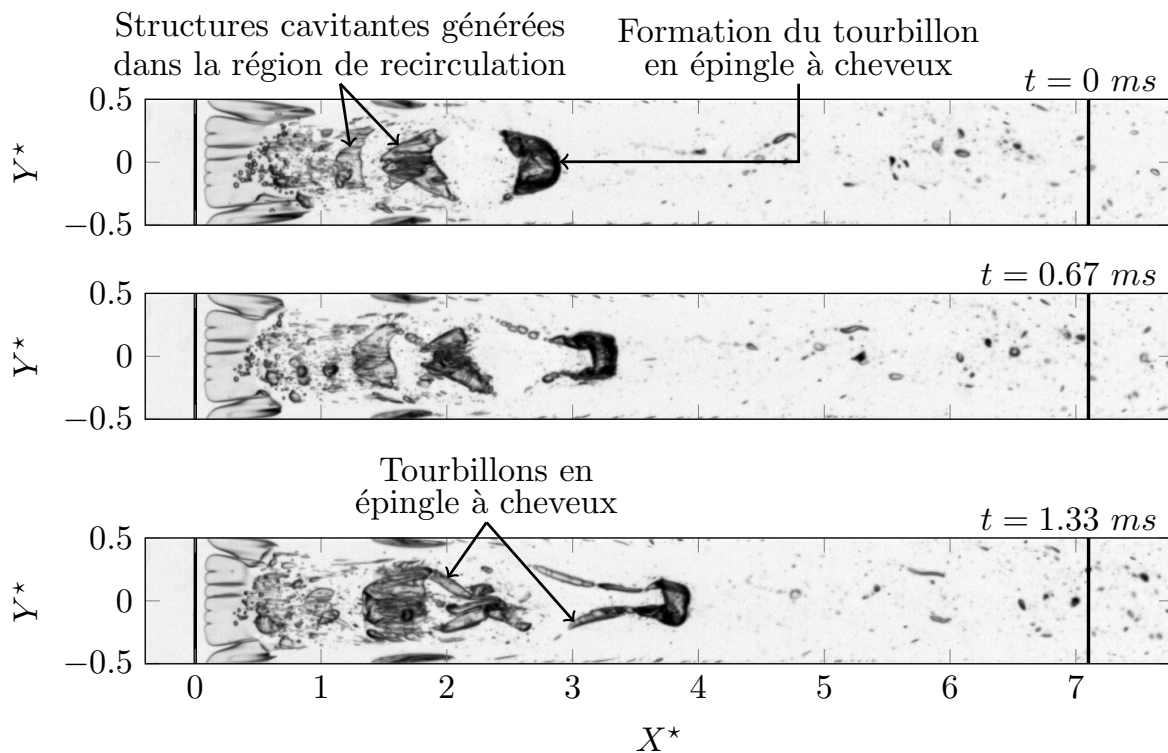


FIGURE 5.9 – Séquence de la génération de tourbillons en épingle à cheveux dans le sillage d'une poche "bande" observées à $Re = 2185$ et $\sigma = 4.53$.

val autour de la poche "bande". Pour des conditions de pressions assez basses, le liquide dans ces régions décollées peut se vaporiser formant alors des poches attachées de cavitation : les poches "têtards". La figure 5.8 nous montre également la génération de tourbillons en épingle à cheveux dans le sillage de la demi-sphère ainsi qu'une région de recirculation caractérisée par de basses pressions dans son sillage immédiat.

Dans nos écoulements cavitants transitionnels, la vaporisation du liquide peut aussi bien se produire au cœur des tourbillons en épingle à cheveux que dans cette région de dépression, modifiant par la même occasion la topologie de l'écoulement et la génération de tourbillons. Un exemple de ce type d'écoulement est exposé dans la figure 5.9. On peut alors remarquer que la vaporisation d'un tourbillon en épingle à cheveux principal dans le sillage d'une poche "bande" est suivie par des structures de vapeur à proximité de la poche ($1 < X^* < 2$ à $t = 0$ ms) que nous associons à la cavitation de la région de recirculation juste derrière la poche qui doit présenter de basses pressions. Ces structures sont par la suite entraînées par l'écoulement en aval du col du Venturi, formant de nouveaux obstacles dans l'écoulement ce qui conduit à la vaporisation de tourbillons en épingle à cheveux que nous qualifierons de secondaires.

Ces vaporisations successives conduisent à un écoulement particulièrement complexe avec la transition à un régime transitionnel, et à la cavitation de tourbillons, dans le sillages de la poche "bande" mais aussi à l'arrière des structures de vapeur générées dans ce sillage.

5.3 Synthèse sur les transitions de régimes d'écoulement

La transition d'un écoulement laminaire à un régime transitionnel laminaire/turbulent est générée avec la déstabilisation d'une couche limite laminaire instable provoquée par une bulle de gaz. Les premiers signes de cette déstabilisation de la couche limite laminaire apparaissent avec la cavitation par "patch" qui se produit à partir d'un nombre de Reynolds critique $Re_c \in [1300; 1400]$. À partir de cette valeur critique, une transition de régime d'écoulement, caractérisé par la vaporisation de structures tourbillonnaires dans le sillage de bulles, est alors possible et peut être observée de deux façon différentes :

- De manière intermittente avec la cavitation par "patch".
- De façon continue dans le sillage d'une poche "bande" assez développée.

Dans le deuxième cas, la topologie de l'écoulement se retrouve profondément modifiée avec la transition du décollement laminaire principal en un bulbe de décollement laminaire "court". En aval de ce bulbe de décollement, un sillage en régime transitionnel se développe avec la vaporisation périodique de tourbillons comme les tourbillons en épingle à cheveux. C'est dans ce régime d'écoulement transitionnel dans le sillage de la poche "bande" que peut se développer la cavitation partielle le long de la pente de la géométrie Venturi. L'évolution de cette cavitation partielle, jusqu'à la bifurcation d'écoulement conduisant au régime de supercavitation, sera développée dans le chapitre 6.

Pour finir, ce changement de régime limite particulièrement les dynamiques liées au phénomène de dégazage. La lente recirculation de bulles d'air, caractérisant les écoulements laminaires décollés, ne peut en effet se mettre que très difficilement en place dans un écoulement transitionnel laminaire/turbulent, les régions de recirculation étant extrêmement réduites et la cavitation de tourbillon générant un dégazage particulièrement important pour, qu'au bout de quelques minutes, l'écoulement se retrouve complètement dégazé.

5.4 Références

- ACARLAR, M. S. et C. R. SMITH. 1987, «A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. part 1. hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance.», *J. Fluid Mech.*, vol. 175, p. 1–41. [xii](#), [105](#), [106](#)
- ARMALY, B. F., F. DURST, J. C. F. PEREIRA et B. SCHÖNUNG. 1983, «Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 127, p. 473–496. [96](#), [102](#), [103](#), [105](#)
- ARNDT, R. E. A. 2002, «Cavitation in vortical flows.», *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 34, p. 143–175. [105](#)
- BARKLEY, D., M. G. GOMES et R. D. HENDERSON. 2002, «Three-dimensional instability in flow over a backward-facing step.», *J. Fluid Mech.*, vol. 473, p. 167–190. [102](#)
- BRANDNER, P., B. W. PIERCE et K. L. DE GRAAF. 2015, «Cavitation about a jet in crossflow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 768, p. 141–174. [105](#)
- CHERRY, N. J., R. HILLIER et M. E. M. P. LATOUR. 1984, «Unsteady measurements in a separated and reattaching flow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 144, p. 13–46. [105](#)
- DUINEVELD, P. C. 1995, «The rise velocity and shape of bubbles in pure water at high reynolds number.», *J. Fluid Mech.*, vol. 292, p. 325–332. [99](#), [101](#)
- EATON, J. K. et J. P. JOHNSTON. 1981, «A review of research on subsonic turbulent flow reattachment.», *AIAA Journal*, vol. 19, p. 1093–1100. [102](#)
- GASTER, M. 1992, «The structure and behaviour of laminar separation bubbles.», *NPL Aero. Rep. (revised)*, vol. 1181. [104](#)
- KATZ, J. 1984, «Cavitation phenomena within regions of flow separation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 140, p. 397–436. [97](#)
- LI, C. Y. et S. L. CECCIO. 1996, «Interaction of single travelling bubbles with the boundary layer and attached cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 322, p. 329–353. [99](#)
- MAGNAUDET, J. et G. MOUGIN. 2007, «Wake instability of a fixed spheroidal bubble.», *J. Fluid Mech.*, vol. 572, p. 311–337. [100](#), [101](#)
- MARXEN, O. et D. HENNINGSON. 2011, «The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble», *J. Fluid Mech.*, vol. 671, p. 1–33. [104](#)
- ORMIÈRE, D. et M. PROVANSAL. 1999, «Transition to turbulence in the wake of a sphere.», *Phys. Rev. Letters*, vol. 83, n° 1. [99](#)

Chapitre 6

Cavitation partielle et transition à la supercavitation

« On trouve parfois ce qu'on ne cherchait pas. »

Alexander Fleming

Sommaire

6.1	État de l'art sur la cavitation partielle dans les écoulements turbulents	110
6.1.1	Cavitation partielle de lâchers de nuages	111
6.1.2	Transition à la supercavitation	113
6.2	Cavitation partielle à bas nombre de Reynolds	114
6.2.1	Cavitation de tourbillons dans le sillage de la poche "bande"	114
6.2.2	Évolution de la cavitation partielle dans l'huile 47V50	116
6.2.3	Évolution de la taille de la poche "bande"	119
6.3	Transition à la supercavitation	121
6.4	Bulles "têtards" secondaires et régimes d'écoulement	122
6.4.1	Exemple de décollements secondaires	122
6.4.2	Évolution des bulles "têtards" secondaires	123
6.5	Synthèse sur le développement de la cavitation	124
6.6	Références	125

La cavitation derrière une géométrie Venturi peut être définie de différentes manières suivant le développement des poches de cavitation attachées dans le bulbe de décollement laminaire principal. La cavitation est usuellement dite “**partielle**” lorsque la poche de cavitation se referme sur la paroi du divergent du Venturi alors que quand la poche se referme au delà de la fin de la pente du Venturi on parle alors de “**supercavitation**”. [FRANC et MICHEL, 2006].

De manière générale, deux types de régimes peuvent être distingués dans la cavitation partielle :

- Un régime où les poches de cavitation sont assez peu développées et n’oscillent que très peu, donnant alors un écoulement dans l’ensemble assez stable. Ce régime est communément appelé “sheet cavitation” en anglais ; dans notre étude nous l’appellerons **régime de cavitation à poche “fermée”**.
- Un second régime appelé **cavitation de nuages**, se produit dès lors que la poche de cavitation se développe et devient instable. Différentes instabilités peuvent générer la rupture d’une partie de la poche conduisant à des lâchers de nuages de cavitation dans l’écoulement.

La transition entre ces deux régimes de cavitation partielle peut être associée à la mise en place d’une instabilité de la poche appelée **jet ré-entrant** [PELZ et al., 2017].

Dans notre étude, nous nous sommes jusqu’à présent principalement intéressés à des poches de cavitation peu développées et relativement stationnaires indiquant une cavitation partielle dans un régime de poche stable. Nous cherchons dans ce chapitre à analyser l’évolution de ces poches dans le cas d’écoulements laminaires en transition à la turbulence dans le sillage d’une poche de cavitation. Pour cela, nous commencerons par réaliser un état de l’art sur les différents régimes de cavitation dans des écoulements d’eau turbulents. Nous comparerons ensuite les résultats de la littérature avec nos données expérimentales.

6.1 État de l’art sur la cavitation partielle dans les écoulements turbulents

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 1, la cavitation peut apparaître dans les petits bulbes de décollements laminaires des écoulements turbulents sous la forme de poches de vapeur attachées [VAN RIJSBERGEN, 2016]. Cependant, l’émergence de telles structures nécessite des conditions particulières d’écoulement qui n’apparaissent que dans certains écoulements comme sur une sphère lisse [BRANDNER et al., 2010] , autour de cylindres [FRANC et MICHEL, 1985] ou d’hydrofoils présentant une surface lisse et subissant de faibles vitesses [GUENNOUN, 2006]. Beaucoup d’écoulements rencontrés dans la littérature ne présentent cependant pas de tels décollements et l’apparition de la cavitation est alors marquée par un **régime de cavitation intermittent** caractérisé par l’implosion intermittente et érosive de petites bulles de vapeur qui se condensent peu de temps après leurs apparitions quand elles sont entraînées par l’écoulement dans des régions de hautes pressions [BRANDNER et al., 2015]. Une poche de cavitation stabilisée de mélange liquide/vapeur s’installe dans l’écoulement dès lors que le phénomène intermittent devient continu à plus basses pressions. On parle alors de **cavitation partielle** et plus précisément du **régime de cavitation à poche “fermée”**.

Dans les écoulements décollés, le régime intermittent ne se développe pas et l'on observe alors directement des poches de vapeur "fermées". Ces poches se déstabilisent rapidement et évoluent alors vers un régime instationnaire de **cavitation de nuages**.

6.1.1 Cavitation partielle de lâchers de nuages

La grande majorité des études sur la cavitation que l'on retrouve dans la littérature traite principalement de ce type de cavitation partielle instationnaire dans des écoulements à très hauts nombres Reynolds de l'ordre de 10^5 [BRENNEN, 1995, 2005; FRANC et MICHEL, 2006]. Un exemple de ce type d'écoulement est exposé dans la figure 6.1 dans le cas d'une géométrie double Venturi.

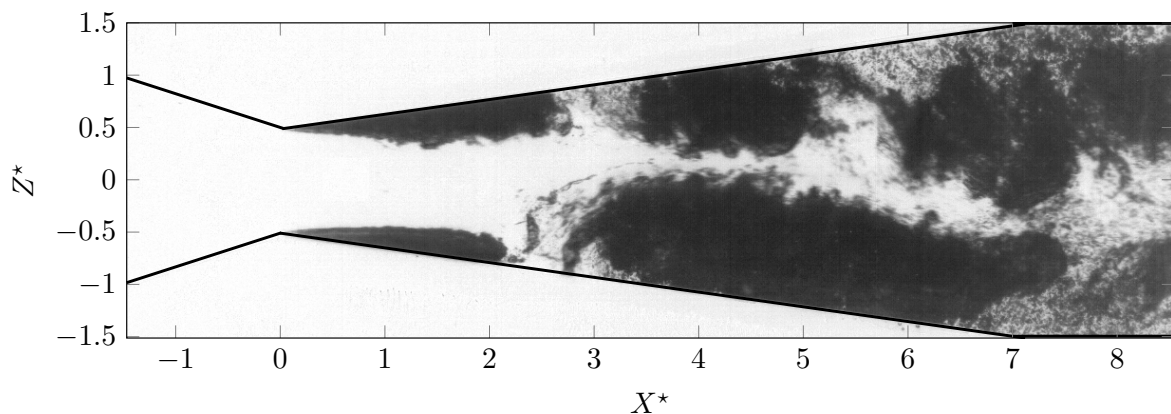


FIGURE 6.1 – Cavitation partielle observée dans l'eau au niveau d'une géométrie double Venturi à $Re_{col} = 1.2 \times 10^5$ et $\sigma_{col} = 0.38$. Source : CROCI et al. [2016]

Ce régime de cavitation partielle est caractérisé par deux dynamiques instationnaires qui génèrent des lâchers de nuages de cavitation dans l'écoulement : le **jet ré-entrant** CALLENAERE et al. [2001] et les **ondes de choc de condensation** [GANESH, 2015].

Jet ré-entrant

Le phénomène de jet ré-entrant a fait l'objet de multiples publications depuis plusieurs décennies [CALLENAERE et al., 2001; LE et al., 1993; PHAM et al., 1999] et est maintenant bien compris. Ce phénomène est susceptible d'apparaître à l'arrière d'une poche de cavitation quand les forces de pression dans cette région s'équilibrent avec l'inertie de l'écoulement. Ainsi, pour un gradient de pression adverse à la fermeture de la poche assez élevé, un **jet ré-entrant** de liquide pourra se développer à l'arrière de la poche de vapeur [CALLENAERE et al., 2001]. Le jet ré-entrant peut interagir de manière différente avec la poche de cavitation suivant le développement de celle-ci.

- Pour des poches assez développées, le jet ré-entrant n'aura dans un premier temps que très peu d'interactions avec l'interface de la poche jusqu'à ce que le jet atteigne le début de la poche, sectionnant alors l'interface de la poche, et engendrant par conséquent un nuage de cavitation entraîné par l'écoulement. Cette dynamique qui se produit périodiquement correspond au mécanisme de lâchers de nuages de cavitation que l'on retrouve classiquement dans la littérature et qui définit la transition entre la cavitation à poche "fermée" et la cavitation instationnaire de nuages [PELZ et al., 2017].

- Dans le cas où l'épaisseur du jet ré-entrant est équivalente à celle de la poche de cavitation, le jet interagit fortement avec l'interface de la poche et entraîne un mélange entre liquide et vapeur. Il en résulte une poche "fermée" et relativement stable de mélange liquide/vapeur.

Il est à noter que dans le cas d'un gradient de pression assez faible, l'inertie du liquide devient alors prépondérante et le jet ré-entrant ne peut alors se développer. Nous regarderons dans nos écoulements visqueux où l'inertie peut être très importante si le jet ré-entrant réussit à se mettre en place.

Onde de choc de condensation

WIJNGAARDEN [1964] est le premier à observer l'implosion d'un liquide aéré en proche parois entraînant un jet impactant qui peut générer de sérieux dommages. Dans un même temps, JAKOBSEN [1964] suggère la présence d'ondes de choc acoustiques liés à l'implosion de bulles à la fermeture des poches de cavitation.

Dans ce contexte, REISMAN et al. [1998] étudient, pour des hydrofoils soumis à de très basses pressions, la cavitation partielle instationnaire en se focalisant sur les lâchers périodiques de nuages de cavitation et leurs implosions. Leurs expérimentations tendent à montrer qu'il peut se produire différents types d'implosions :

- Des implosions non-cohérentes de petites bulles générées par les poches de cavitation.
- Des implosions cohérentes, qui se produisent avec une certaine périodicité, provoquées par les nuages de cavitations advectés dans des zones de hautes pressions.

Pour ces implosions cohérentes, ils mesurent des pulsations périodiques qui peuvent atteindre une amplitude de 30 bars pour une durée d'environ 10^{-4} s.

Dans des travaux récents, GANESH [2015] a montré la présence d'une seconde dynamique de lâchers de nuages de cavitation se produisant à la suite des jets ré-entrants : **l'onde de choc de condensation**. À l'aide de caméras rapides et de mesures de densimétrie par rayon X, il a pu observer qu'un lâcher de nuage de cavitation pouvait être également causé par l'implosion d'un nuage de cavitation en aval d'une poche de cavitation en expansion. Après un lâcher de nuage de cavitation, la poche est momentanément très petite et croît pour retrouver sa taille initiale. Lorsque les poches sont assez développées, la vitesse de croissance est tellement importante qu'elle modifie assez la pression à l'arrière de la poche pour engendrer l'implosion d'un nuage de cavitation présent en aval qui génère alors des ondes de chocs qui provoquent la condensation de la poche de cavitation entraînant un nouveau lâcher de nuage de cavitation.

Ce mécanisme semble assez cohérent avec la détection de deux fréquences de lâchers de nuages de cavitation que l'on peut retrouver dans plusieurs articles : une fréquence étant associée au jet ré-entrant et une fréquence, plus faible que la première, étant associée à ce phénomène périodique d'onde de choc de condensation. Ainsi, LEROUX et al. [2005] mesurent expérimentalement pour un hydrofoil un phénomène de lâcher cohérent de nuage de cavitation avec un nombre de Strouhal faible ($S_t \approx 0.1$) engendré par l'implosion d'une structure cavitante précédemment séparée de la poche par un jet ré-entrant ($S_t \approx 0.3$). On peut observer des résultats similaires dans différentes études réalisées par KEIL et al. [2011], DULAR et al. [2012], DANLOS et al. [2014] ou encore CROCI et al. [2016] pour diverses géométries d'écoulements, l'onde de choc de condensation apparaissant particulièrement reliée à des effets de rapports d'échelles.

6.1.2 Transition à la supercavitation

La supercavitation apparaît à la suite de la cavitation partielle quand la poche ne s’attache plus à une paroi mais à un point quelque part dans l’écoulement [FRANC et MICHEL, 2006]. Ce phénomène, caractérisé pour les hydrofoils en écoulement turbulent [BRENNEN, 1995], apparaît lorsque la longueur de la poche de cavitation atteint la longueur de la corde du profil, c’est à dire la distance entre le bord d’attaque et de fuite. La longueur de la poche de cavitation est contrôlée par le nombre de cavitation associé au foil $\sigma_f = 2(P_\infty - P_v)/(\rho V_\infty)$ avec P_∞ et V_∞ respectivement la pression et la vitesse en aval du foil. Avec l’inclinaison α par rapport à l’écoulement, il a été trouvé par plusieurs auteurs [ARNDT et al., 2000; BRENNEN, 1995; FRANC et MICHEL, 2006] que la bifurcation de l’écoulement menant à la supercavitation se produit pour la condition exposée dans l’équation 6.1 :

$$\frac{\sigma_f}{2\alpha} \simeq 4 \quad (6.1)$$

Des valeurs similaires ont été trouvées dans le cas d’écoulements turbulents autour d’une géométrie Venturi [CALLENAERE et al., 2001; CROCI et al., 2016; DECAIX et GONCALVES, 2013].

Les évolutions, en fonction du nombre de cavitation, des tailles des poches le long d’un foil pour une incidence $\alpha = 8^\circ$ [LE et al., 1993] d’une part, et le long de la pente d’une géométrie Venturi ayant un angle divergent de 8° [DANLOS et al., 2014] d’autre part, sont exposées dans la figure 6.2.

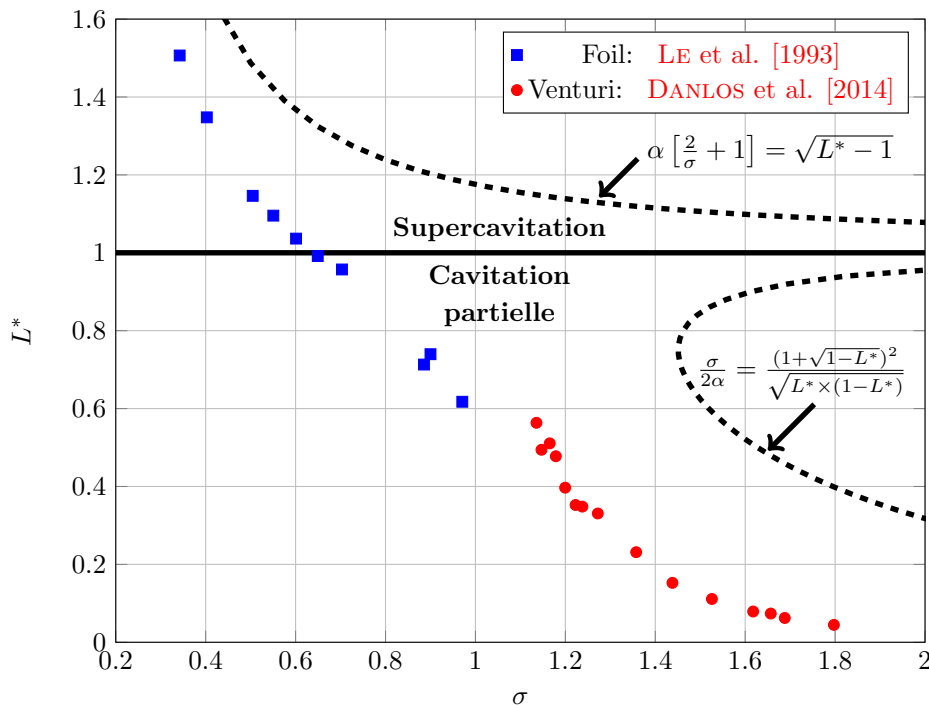


FIGURE 6.2 – Variation typique de la longueur de la poche de cavitation normalisée avec la corde (ou la pente du Venturi) L^* en fonction de σ pour un angle d’incidence $\alpha = 8^\circ$. Les données sont extraites des travaux de [LE et al., 1993] sur les foils et de DANLOS et al. [2014] pour une géométrie Venturi lisse. Les courbes en pointillés indiquent les solutions linéaires de références pour un hydrofoil plat [BRENNEN, 1995].

On remarque une croissance progressive et similaire de la poche de cavitation, que ce soit dans le cas du foil ou du Venturi, avec la diminution du nombre de cavitation. Dans notre étude, la géométrie Venturi que nous utilisons présente également un angle divergent de $\alpha = 8^\circ$. Par conséquent ces différentes mesures peuvent nous donner une référence sur l'évolution de la cavitation partielle, et de la transition à la supercavitation, en écoulements turbulents. Nous comparerons ces comportements à nos écoulements laminaires et transitionnels tout au long de la section 6.2.

Par ailleurs, GANESH [2015] observe que dans le régime de supercavitation, l'onde de choc de condensation est la dynamique instationnaire de lâcher de nuages de cavitation dominante de l'écoulement. Ce résultat est cohérent avec la diminution progressive de la fréquence d'apparition du jet ré-entrant dans la cavitation partielle lorsque l'on se rapproche de la transition à la supercavitation [CROCI et al., 2016]. Cela explique alors le changement d'aspect caractéristique de la poche à la transition à la supercavitation qui devient alors davantage transparente [BRANDNER et al., 2015] du fait de la disparition du jet ré-entrant qui apportait jusque là une grande quantité de liquide dans la poche, générant un mélange liquide/vapeur.

6.2 Cavitation partielle à bas nombre de Reynolds

Dans notre étude, la cavitation partielle est observée dans des écoulements visqueux décollés. Dans ce type d'écoulement, les forces d'inerties peuvent s'avérer très importantes du fait de la viscosité de l'huile et l'apparition d'une dynamique instationnaire de lâchers de nuages de cavitation telle que le jet ré-entrant semble peu probable. Sans cette dynamique, la poche de cavitation ne peut alors pas se développer sous la forme d'un mélange liquide/vapeur caractéristique des poches de cavitation partielles dans les écoulements turbulents [FRANC et MICHEL, 2006]. Cependant, il est important de noter que d'autres dynamiques de cavitation peuvent se développer, et ce même dans des écoulements turbulents, comme la **cavitation de cisaillement** [FRANC et MICHEL, 2006; LE et al., 1993] qui apparaît à l'arrière d'un foil pour des angles d'incidences et des nombres de cavitation assez élevés au cœur de tourbillons engendrés par des instabilités de Kelvin-Helmholtz.

Nous avons pu voir que les écoulements visqueux présentés dans cette thèse sont davantage propices à l'attachement de poches de cavitation telles que les poches "bandes" qui, lorsqu'elles font obstacles à l'écoulement, peuvent entraîner la transition à un régime d'écoulement transitionnel laminaire/turbulent discutée dans la section 5.1.2. Cette transition entraîne l'apparition de la cavitation de tourbillons dans le sillage de la poche comme nous l'avons déjà présenté dans la section 4.6.

6.2.1 Cavitation de tourbillons dans le sillage de la poche "bande"

La cavitation partielle dans nos écoulements apparaît alors être caractérisée par la **cavitation de poches attachées** en lien avec la **cavitation de tourbillons**.

Un exemple de la vaporisation d'un tourbillon dans le sillage d'une poche "bande" est détaillé dans la figure 6.3.

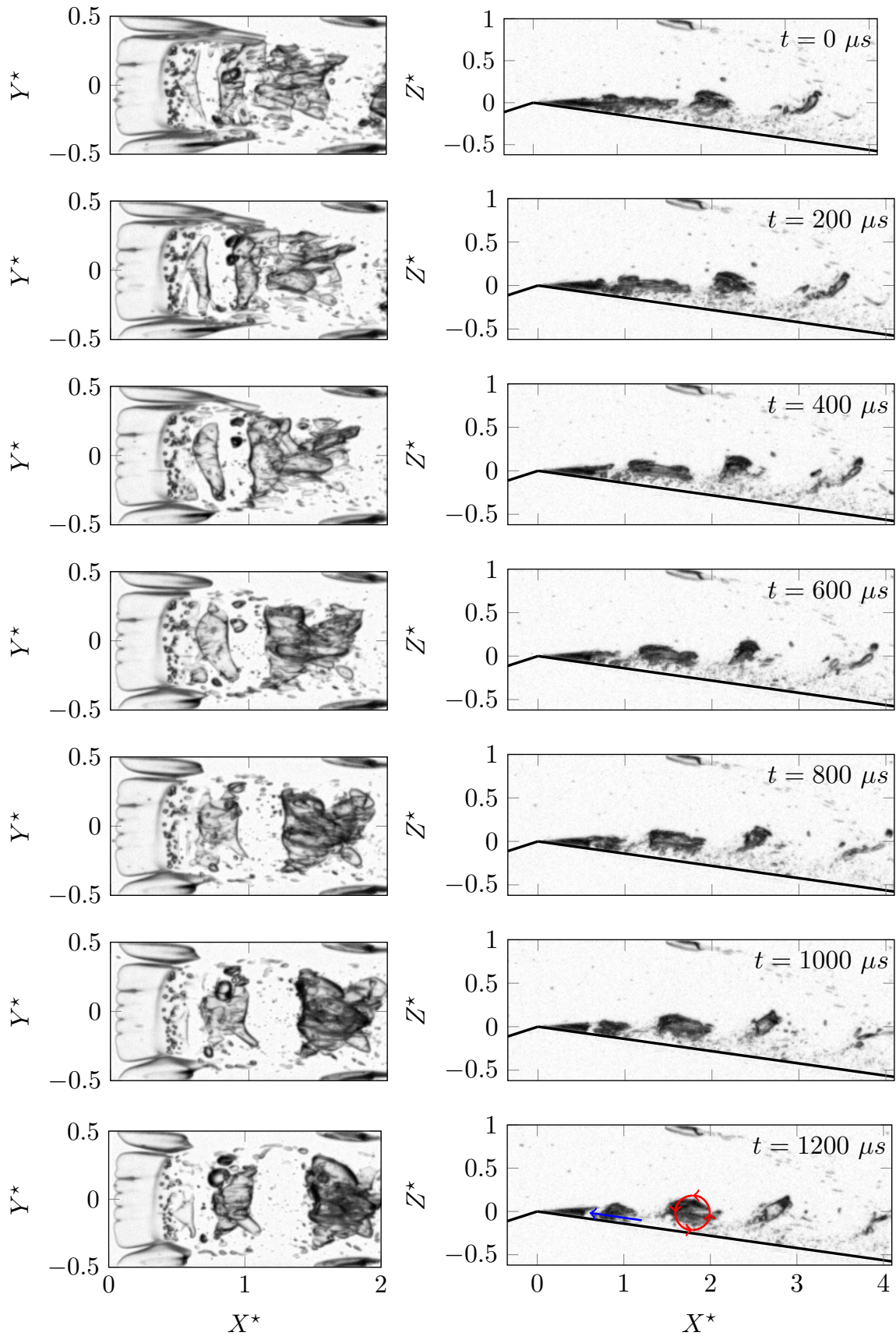


FIGURE 6.3 – Vues du dessus (gauche) et de côté (droite) de la vaporisation de tourbillons dans le sillage d’une poche “bande” observée à $Re = 2077$ et $\sigma = 4.57$ dans l’huile 47V50 avec $\Delta t = 200 \mu s$. Les flèches indiquent les mouvements des bulles (bleu) et des structures cavitantes (rouge).

On peut remarquer que les structures tourbillonnaires cavitantes se développent à l'arrière de la poche "bande" avec un mouvement de rotation révélant la vorticité de tourbillon. Ils sont entraînés par l'écoulement et finissent par se condenser en aval de la poche, laissant place à une population de micro-bulles. La vaporisation des tourbillons à l'arrière de la poche se produit périodiquement dans l'écoulement. Nous estimons la fréquence d'apparition de ce phénomène en suivant la même méthode que celle utilisée dans un travail précédent [CROCI et al., 2016]. On commence par extraire un signal de variations de niveaux de gris sur la séquence d'images (enregistrée à 10000 Hz sur une seconde) sur une ligne verticale au niveau du maximum d'écart type puis, en réalisant une analyse en ondelette, en faisant correspondre un signal de base de type Morlet [TORRENCE et COMPO, 1999] aux variations de niveaux de gris, on associe une fréquence f au phénomène de vaporisation de tourbillons que nous mesurons à environ $f \simeq 321$ Hz. Cette fréquence correspond à un nombre de Strouhal $St = fh_{col}/V_{col}$ d'environ 0.31.

La figure 6.3 révèle également la présence de bulles sous la poche "bande" qui se déplacent à contre-courant de l'écoulement principal dans un mouvement de recirculation propre au décollement laminaire.

La cavitation partielle que nous venons de décrire peut être reliée au développement de la poche "bande" sur la pente du Venturi qui permet la transition à la turbulence du sillage de la poche et la cavitation de tourbillons périodiques qui s'ensuit. Comme nous l'avons déjà indiqué précédemment, la taille de la poche de cavitation s'avère directement dépendre du nombre de cavitation qui peut alors être considéré comme le paramètre principal d'étude de l'évolution de la cavitation partielle.

6.2.2  volution de la cavitation partielle dans l'huile 47V50

Nous étudions l'évolution de la cavitation partielle le long de la pente du Venturi pour un nombre de Reynolds initialement fixé à $Re \simeq 2305$ en diminuant le nombre de cavitation de l'apparition de la poche "bande" $\sigma = 6.27$ jusqu'à la transition à la supercavitation qui se produit aux alentours d'une valeur critique $\sigma_c^s \simeq 4.5$.

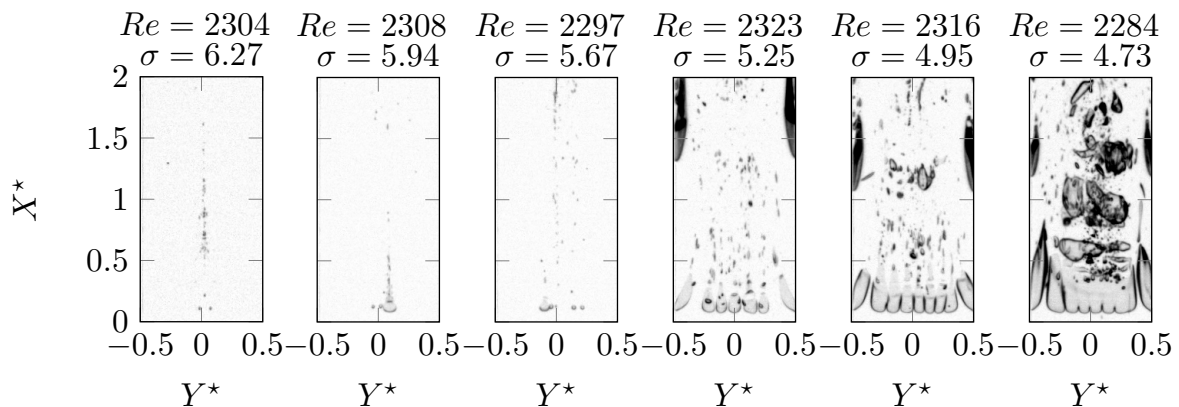


FIGURE 6.4 – Développement de la cavitation de poche observée dans l'huile 47V50 à nombre de Reynolds quasi-constant ($Re \simeq 2305 \pm 21$) en diminuant progressivement la pression depuis l'apparition des premières bulles de vapeur à $\sigma = 6.27$ jusqu'à un nombre de cavitation $\sigma = 4.73$ où l'on a dans l'écoulement : des bulles attachées dans le second décollement en haut de la veine d'essais, des poches attachées "bande" et "têtards" ainsi que de la cavitation de tourbillons.

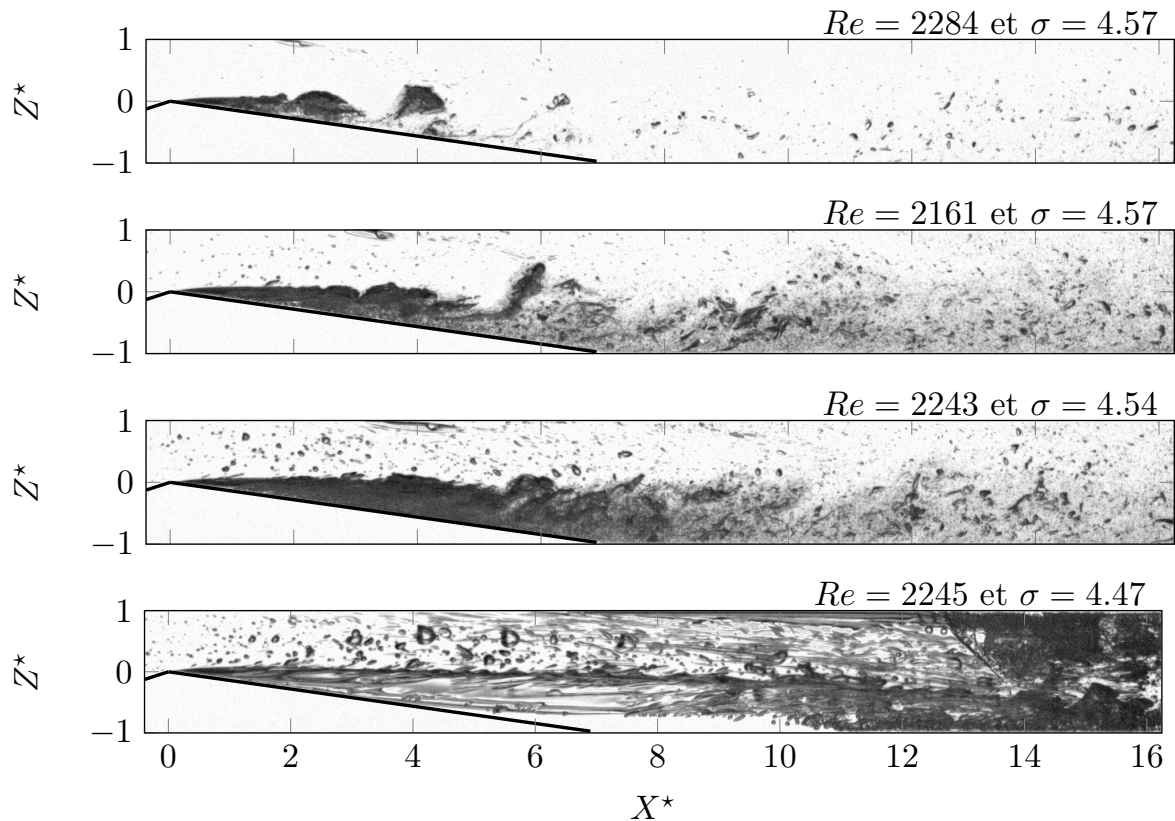


FIGURE 6.5 – Vues de côté du développement en cavitation partielle des poches de cavitation jusqu’à la transition du bulbe de décollement laminaire “court” en bulbe “long” observée à $\sigma = 4.47$ dans l’huile 47V50. La vitesse de rotation de la pompe est fixée pour toutes les mesures des figures 6.4 à 6.6, les variations de nombres de Reynolds ($2284 < Re < 2161$) étant dues à la réduction de performance de la pompe à l’approche de la transition en bulbe de décollement “long”.

Le développement progressif de la taille de la poche “bande” à partir de son apparition au niveau du col du Venturi est exposé dans la figure 6.4. On peut remarquer que, dans un premier temps, seules quelques petites bulles réussissent à se stabiliser au centre du col puis, par la suite, ces bulles grossissent pour former une poche “bande” caractérisée par sa forme de doigts. Il est à noter que l’apparition de la cavitation sous cet aspect à $\sigma = 5.25$ coïncide également avec l’émergence des autres sortes de poches attachées, présentées dans la section 4.4, à savoir les poches “têtards” de chaque côté de la poche “bande” ainsi que les deux poches “têtards” secondaires dans le décollement secondaire.

La poche “bande” se développe particulièrement pour $\sigma = 4.73$ et on peut observer nettement les premières structures tourbillonnaires se vaporiser dans le sillage de la poche indiquant la cavitation par tourbillons.

À partir de ce point, la cavitation partielle se développe alors très rapidement en se rapprochant de la transition à la supercavitation, générant par la même occasion énormément de bulles dans l’écoulement. Cette génération de bulles impacte directement les performances de la pompe qui fournit un débit moins important. Les figures 6.5 et 6.6 montrent respectivement les vues de côté et du dessus de l’évolution de la cavitation pour des nombres de cavitation compris entre 4.57 et 4.47 correspondant à une baisse de pression dans le circuit de 67 mbar. Pour ces écoulements, le nombre de Reynolds diminue légèrement et est compris dans une gamme $2284 < Re < 2161$.

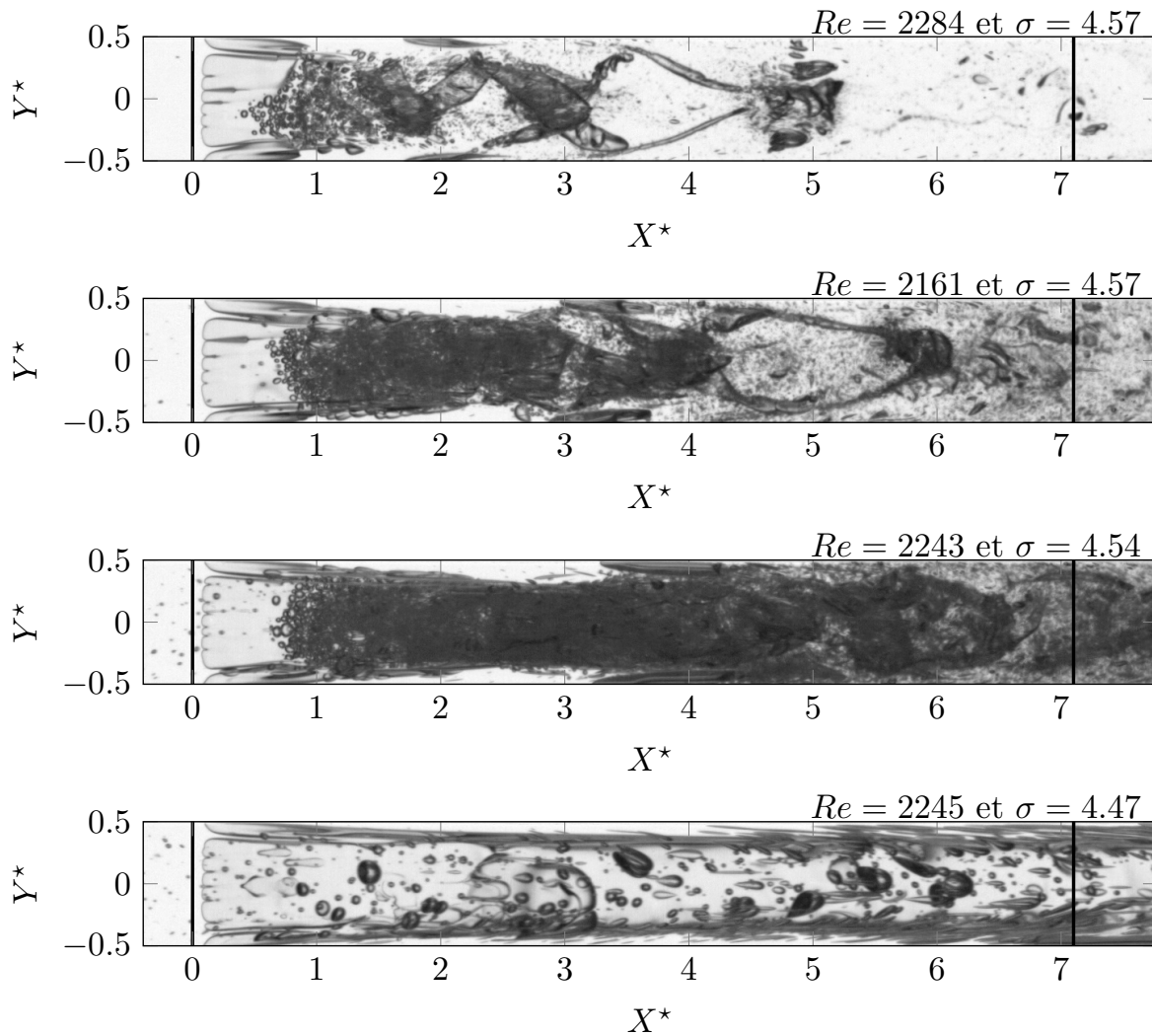


FIGURE 6.6 – Vues du dessus du développement en cavitation partielle des poches de cavitation jusqu’à la transition du bulbe de décollement laminaire “court” en bulbe “long” observée à $\sigma = 4.47$ dans l’huile 47V50. Les deux lignes noires visibles à $X^* = 0$ et $X^* = 7.1$ indiquent respectivement le col et la fin de la pente du Venturi.

On peut remarquer que plus le nombre de cavitation est abaissé et plus la poche s’allonge, repoussant la vaporisation des tourbillons plus loin dans l’écoulement. La fermeture de la poche s’avère être difficile à observer sur les différentes vues du fait de la recirculation d’une quantité importante de bulles sous la poche “bande”.

Un changement brutal de dynamique, caractérisé par un changement important de l’aspect de l’écoulement, peut être observé pour $Re = 2245$ et $\sigma = 4.47$. On voit alors que la poche “bande”, complètement transparente, s’allonge au delà de la fin de la pente de la géométrie Venturi indiquant la transition à la supercavitation.

Afin d’étudier la croissance rapide de la poche de cavitation et sa transition dans un régime de supercavitation, nous décidons de nous intéresser à l’évolution de la taille de la poche “bande” en fonction du nombre de cavitation sur la série de mesures que nous venons de présenter dans les figures 6.4, 6.5 et 6.6.

6.2.3 Évolution de la taille de la poche “bande”

Pour étudier l'évolution de la poche “bande”, il nous faut isoler la poche sur les images de la cavitation de tourbillons et des bulles de l'écoulement. Pour cela nous reprenons les pré-traitements décrits dans le chapitre 2.3 puis nous appliquons une **Analyse Morphologique d'Image**, ou **MIA**, sur les vues de côtés des différentes mesures présentées dans la section 6.2.2. Cette méthode est rapidement introduite ci-après.

Analyse Morphologique d'Image (MIA)

L'analyse morphologique d'image, communément appelée MIA, est une technique utilisée en traitement d'images comprenant de multiples opérations non-linéaires liées à la forme et la morphologie de différentes dynamiques dans une image [SOILLE, 2013]. Cette méthode consiste à rogner et modifier la taille d'une image binaire de façon automatique grâce à des opérateurs de comparaison en utilisant une base de formes géométriques particulières appelées éléments structurants. L'analyse est caractérisée par la combinaison de multiples érosions et dilations de l'image qui ont pour but final de diviser l'écoulement en plusieurs régions cohérentes.

Dans notre étude nous utilisons la méthode MIA sur nos séquences d'images pour pouvoir isoler la poche “bande” des autres dynamiques de bulles de l'écoulement et au final pouvoir mesurer ses dimensions. Pour cela nous spécifions les différents types de dynamiques que nous pouvons rencontrer en fonction de leurs dimensions, leurs positions

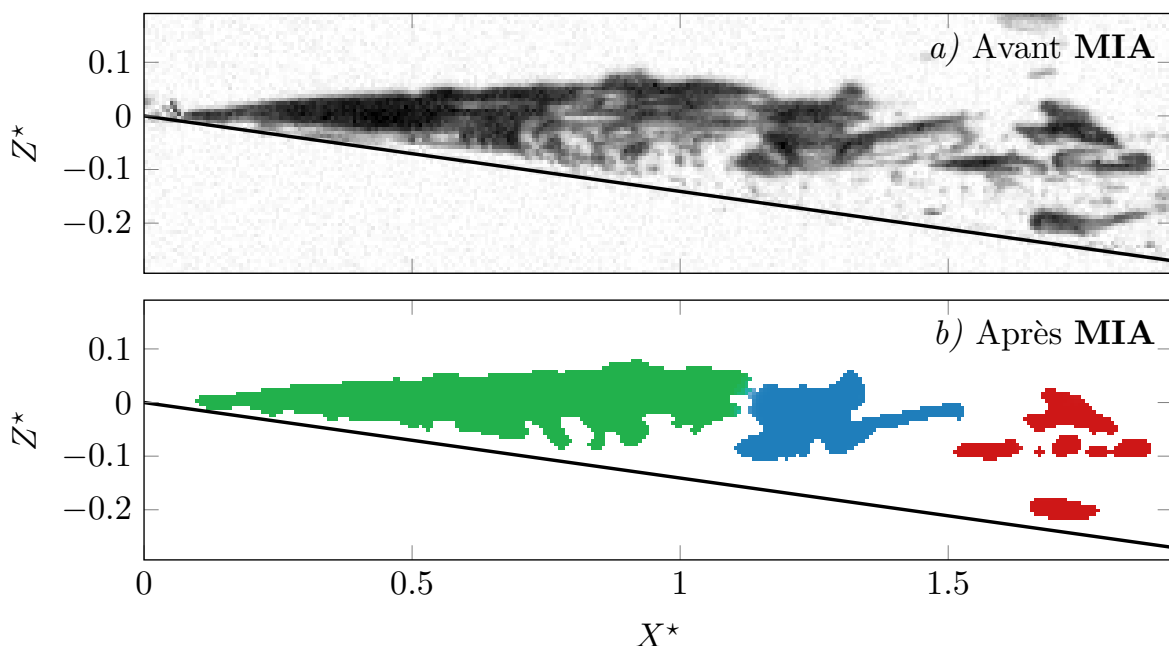


FIGURE 6.7 – Application de l'analyse morphologique d'image (MIA) sur une image enregistrée dans l'huile 47V50 à $Re = 2284$ et $\sigma = 4.73$. La figure *a*) montre la vue de côté que l'on obtient après pré-traitement de l'image tandis que la figure *b*) illustre les différentes étapes de binarisation de la méthode MIA qui permettent l'identification des bulles de vapeurs détachées de l'écoulement (**en rouge**), des tourbillons proches de la poche de cavitation (**en bleu**) et enfin la poche “bande” qui apparaît **en vert** sur la gauche de l'image. Après suppression des parties rouges et bleues, on obtient alors une estimation de la forme de la poche “bande” avec laquelle on peut déterminer une taille de poche.

dans l'écoulement et leur probabilité d'apparition pour au final ne garder que la structure attachée au niveau du col du Venturi que nous identifions à la poche "bande".

La figure 6.7 présente l'application de la méthode MIA sur une image d'écoulement cavitant. L'écoulement peut alors être divisé en trois régions :

- Une région illustrée en **rouge** ($1.5 < X^* < 2$) comprenant toutes les bulles détachées, résultats de la cavitation de tourbillons et de la condensation de ces structures en aval de la poche de cavitation.
- Une région visible en **bleu** ($1.1 < X^* < 1.5$) révélant la vaporisation de tourbillons dans le sillage immédiat de la poche de cavitation et qui peuvent apparaître attachés à la poche sur la vue de côté du fait de l'intégration de multiples bulles sur toute la largeur de la veine.
- Une région colorisée en **vert** correspondant à la poche "bande" que nous cherchons à isoler.

Nous appliquons cette technique à l'ensemble de nos séquences d'images enregistrées à une fréquence d'acquisition de 1000 Hz sur 6 secondes. Sur chaque image nous supprimons les régions rouges et bleues pour ne garder que la région correspondant à la poche "bande". En moyennant les images binarisées sur les 6 secondes d'acquisition, nous pouvons alors estimer une taille moyenne de la poche "bande".

Un exemple d'application de cette méthode sur une séquence d'images issue des vues de côté obtenues à $Re = 2284$ et $\sigma = 4.73$ est exposé en Annexe A.2 avec une comparaison avec les vues de dessus correspondantes. Si la méthode peut parfois associer par erreur une partie des tourbillons cavitants à la poche "bande", et ainsi surestimer sa taille, l'intégration sur toute la séquence d'images permet de limiter cette erreur de mesure.

Résultats de l'analyse d'images

La taille des poches "bandes" est estimée pour une gamme de nombre de cavitation $4.47 < \sigma < 5.67$ et un nombre de Reynolds $Re \simeq 2269 \pm 5\%$. Les tailles de poches L_b sont normalisées avec la longueur de la pente du divergent du Venturi pour former une longueur sans dimension L^* :

$$L^* = \frac{L_b \sin(8^\circ)}{h_{col}} \simeq \frac{L_b (mm)}{71.8 (mm)} \quad (6.2)$$

L'évolution de la longueur normalisée de la poche "bandes" en fonction du nombre de cavitation est tracée dans la figure 6.8. On retrouve l'agrandissement rapide de la poche à l'approche d'une valeur critique $\sigma_c^s \simeq 4.5$ entrevue dans la section 6.2.2. Nous pouvons également remarquer que la transition entre cavitation partielle et supercavitation, s'opérant à ce nombre de cavitation critique, correspond à une condition de longueur $L^* > 1$ qui indique que la fermeture de la poche "bande" dépasse la fin de la pente du divergent de la géométrie Venturi.

Ces résultats semblent se rapprocher de ceux de la littérature concernant des écoulements turbulents présentés dans la section 6.1.2. On peut cependant remarquer le caractère plus soudain de la transition à la supercavitation dans le cas de l'huile en comparaison avec l'évolution plus progressive de la longueur de poche présentée pour les écoulements turbulents dans la figure 6.2. Nous regardons alors si l'on peut estimer la transition à la supercavitation de la même manière que dans ces différentes études [BRENNEN, 1995; FRANC et MICHEL, 2006].

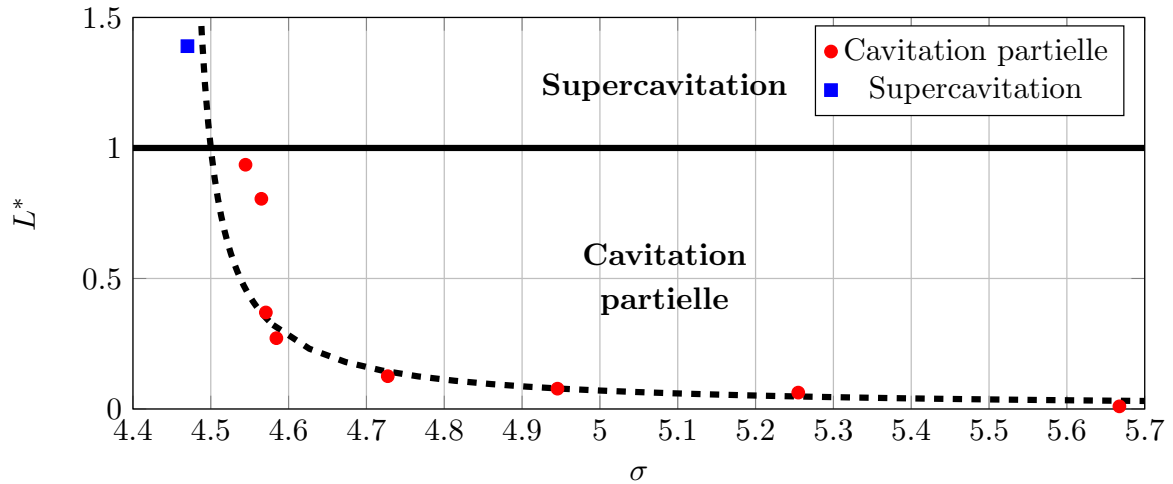


FIGURE 6.8 – Évolution de la longueur des poches de vapeur en fonction du nombre de cavitation à nombres de Reynolds semblables ($2161 < Re < 2316$) dans l’huile 47V50. La ligne horizontale met en évidence la transition de la cavitation partielle en supercavitation pour $L^* = 1$. La ligne en pointillés illustre l’évolution de la taille de bulle.

6.3 Transition à la supercavitation

Dans la section 6.1.2, nous avons pu voir que la transition à la supercavitation peut être ramenée à la condition exposée dans l’équation 6.1 dans le cas d’hydrofoils dans des écoulements turbulents. Pour comparer nos résultats avec ceux d’études réalisées en écoulements turbulents il apparaît nécessaire d’adapter les paramètres de la constante $\sigma_f/2\alpha$ à notre cas d’un écoulement autour d’une géométrie Venturi. Tout d’abord, il apparaît évident que l’équivalent de l’angle d’incidence dans l’écoulement autour d’un foil correspond dans notre cas à l’angle du divergent du Venturi à savoir 8° . Pour définir un nombre de cavitation σ_v équivalent à σ_f pour notre Venturi, nous devons nous focaliser sur les paramètres de l’écoulement au niveau de la fermeture de la poche de cavitation. Ainsi nous prenons comme référence la vitesse de l’écoulement après la géométrie Venturi, égale à la vitesse d’entrée V , et nous prenons en compte la perte de charge en écoulement monophasique δP entre l’entrée de la veine et la fin de la pente du Venturi ($-10.3 < X^* < 7.1$), où se situe la fermeture de la poche avant la bifurcation, que nous estimons numériquement grâce à nos simulations laminares et stationnaires (cf §3). Nous obtenons alors une expression de σ_v :

$$\sigma_v = \frac{(P - \delta P) - P_v}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (6.3)$$

Dans notre étude, nous avons pu voir que la supercavitation apparaît dans l’écoulement pour la mesure réalisée à $Re = 2245$ et $\sigma = 4.47$ et illustrée dans les figures 6.5 et 6.6. En reprenant les différents paramètres de cette mesure, nous estimons un paramètre de bifurcation adapté à notre écoulement $\sigma_v/2\alpha \approx 3.98$. Ce résultat semble bien cohérent avec le paramètre $\sigma_f/2\alpha = 4$ que nous rencontrons habituellement dans la littérature.

Nous supposons que, dans notre écoulement, cette bifurcation correspond à la transition d’un bulbe de décollement laminaire dit “court”, qui se rattache à une paroi, à un bulbe “long”, qui ne réussit plus à se rattacher à une paroi [GASTER, 1992]. Ainsi dans un écoulement instable en transition à la turbulence on peut associer un bulbe de décol-

lement laminaire court, qui est suivi d'un rattachement turbulent [ALAM et SANDHAM, 2000] caractérisé par la présence de tourbillons, à la cavitation partielle et un bulbe long à la supercavitation.

6.4 Bulles “têtarde” secondaires et régimes d'écoulement

Comme nous venons de le voir, la croissance rapide des poches “bandes” semble avoir un impact important sur l'évolution du rattachement du bulbe de décollement laminaire. Or, comme nous l'avons introduit dans la section 3.2.1, la position du rattachement du décollement principal peut conditionner la position d'un décollement secondaire dans lequel peut s'établir des bulles “têtarde” secondaires. En détaillant l'évolution des décollements secondaires dans des écoulements monophasiques, en prenant l'exemple des travaux d'ARMALY et al. [1983], nous pourrions par la suite estimer l'impact du développement de la cavitation partielle sur les décollements secondaires.

6.4.1 Exemple de décollements secondaires

Des décollements secondaires ont été observés par ARMALY et al. [1983] dans des écoulements à bas nombres de Reynolds à l'arrière d'une marche, analogues à nos écoulements autour d'une géométrie Venturi. Ils constatent que la position du décollement secondaire dépend de la position du recollement du décollement principal. Leur expérience est schématisée dans la figure 6.9.

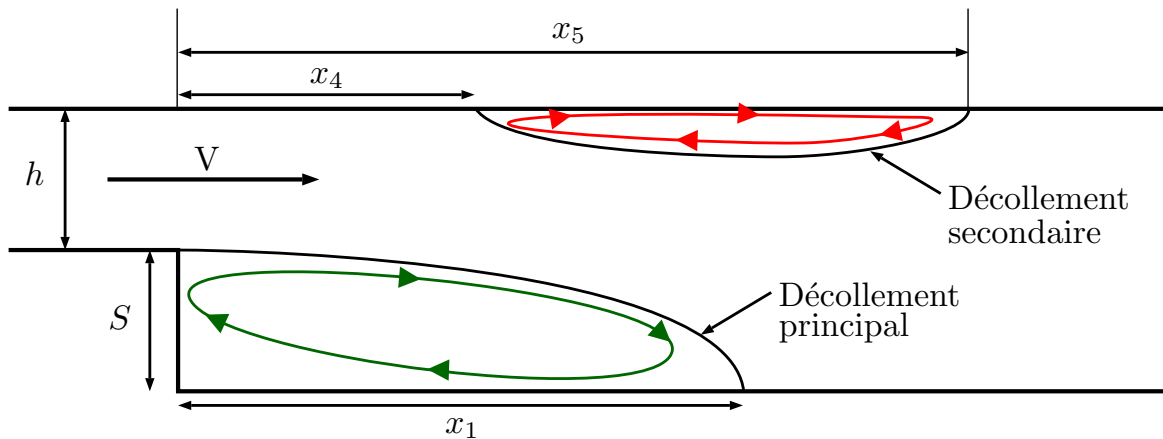


FIGURE 6.9 – Schéma des décollements à l'arrière d'une marche.

Pour cette géométrie, ils observent différents régimes d'écoulements en fonction du nombre de Reynolds $Re = V2h/\nu$:

- Pour $Re < 1200$, l'écoulement est laminaire.
- Pour $1200 < Re < 6600$, l'écoulement est transitionnel laminaire/turbulent.
- Pour $Re > 6600$, l'écoulement est turbulent.

Ils remarquent alors que la position et la taille des différents décollements varient selon ces différents régimes d'écoulements. Ainsi lorsque l'écoulement est laminaire ($Re < 1200$), le décollement principal va grandir linéairement derrière la marche. Un décollement secondaire sur la paroi supérieure de la géométrie va apparaître à partir de $Re \simeq 400$

et va évoluer de la même manière. À partir de $Re = 1200$, l'écoulement devient transitionnel et le décollement principal se réduit avec le nombre de Reynolds. Par conséquent la position du décollement secondaire, étant liée à la taille du décollement principal, va décroître de façon similaire. À l'approche de la transition à la turbulence, la taille du décollement secondaire va diminuer progressivement jusqu'à disparaître quand l'écoulement devient turbulent ($Re = 6600$). Dans le même temps, la taille du décollement principal deviendra constant dans le régime turbulent.

Ces évolutions sont présentées dans la figure 6.10, reprenant les mesures des positions des deux décollements réalisées par ARMALY et al. [1983].

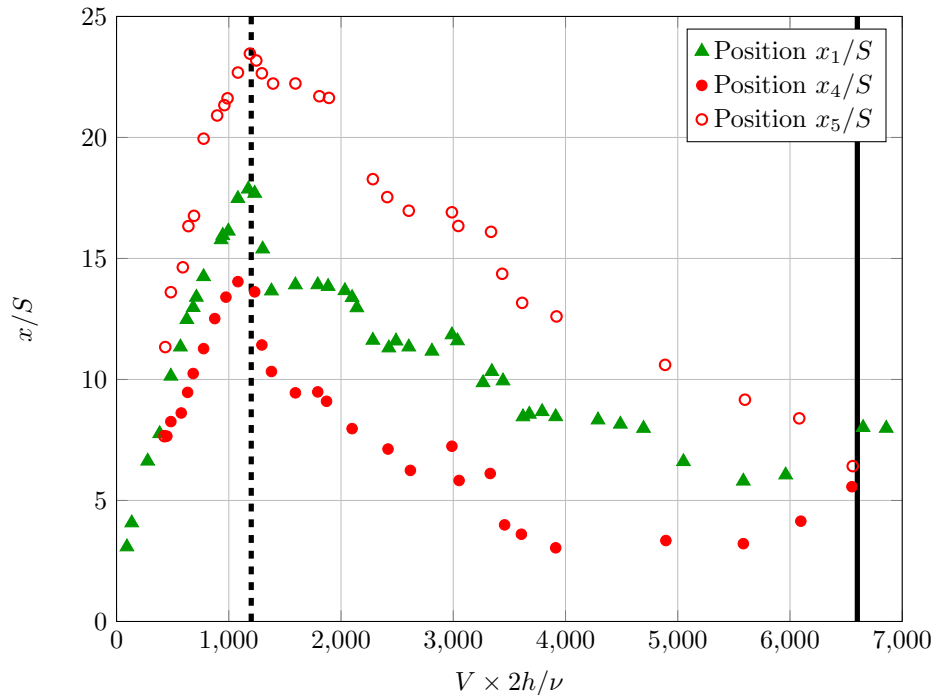


FIGURE 6.10 – Évolution des positions des décollements laminaires à l'arrière d'une marche en fonction du nombre de Reynolds. Source : ARMALY et al. [1983]. La ligne en pointillés ($Re = 1200$) indique la transition à un écoulement instable marquant le début du régime transitionnel alors que la ligne pleine ($Re = 6600$) correspond à la transition à un régime d'écoulement turbulent.

En résumé, la position et l'évolution d'un décollement secondaire peut nous donner des informations sur le régime de l'écoulement.

Dans des écoulements multiphasiques, les décollements sont sujets à l'attachement de poches de gaz qui révèlent alors leurs positions dans l'écoulement. Le développement d'une poche "bande" dans le décollement principal modifie directement la position du rattachement de ce décollement, modifiant ainsi la position du décollement secondaire caractérisé par la présence de bulles "têtards" secondaires. La position et l'évolution de ces bulles pourrait alors nous aider à déterminer les régimes de nos écoulements multiphasiques.

6.4.2 Évolution des bulles "têtards" secondaires

Nous reprenons les mesures développées dans la section 6.2 illustrées par les figures 6.4, 6.5 et 6.6. L'évolution de la taille de la poche "bande" exposées dans la figure 6.8 peut

être rattachée à la position du point de rattachement du décollement principal x_1 à l'arrière de la géométrie Venturi. D'après [ARMALY et al. \[1983\]](#), cette position influence celle du décollement secondaire x_4 qui est dans notre étude caractérisée par les bulles "têtards" secondaires. Nous mesurons la position moyenne d'attachement de ces bulles sur les séquences d'images présentées dans la section 6.2. Par comparaison avec la taille de poche "bande", nous obtenons la figure 6.11.

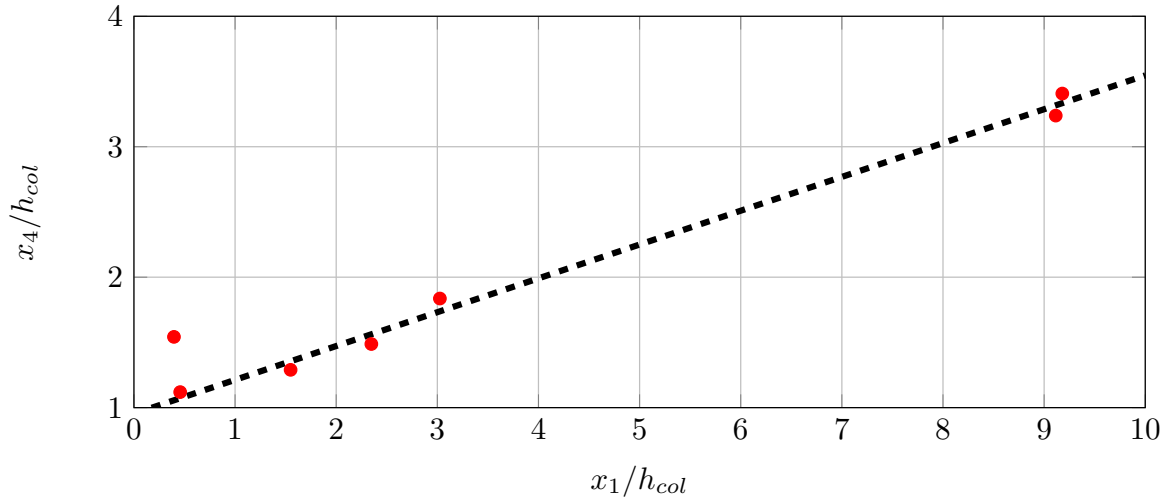


FIGURE 6.11 – Évolution de l'attachement des bulles "têtards" secondaires en fonction de la position de la fermeture de la poche "bande" à nombres de Reynolds semblables ($2161 < Re < 2316$) dans l'huile 47V50.

Nous pouvons observer une évolution linéaire de la position d'attachement des bulles "têtards" secondaires avec la croissance de la poche "bande", révélant une dépendance du décollement secondaire avec la position de rattachement du décollement principal. On peut cependant remarquer une position plus éloignée des bulles "têtards" secondaires pour un point présentant une poche "bande" particulièrement petite, d'à peine quelques millimètres. Dans cet écoulement aucune cavitation de tourbillons n'est visible, contrairement aux autres mesures, et une large recirculation de bulles peut être observée à l'arrière du Venturi indiquant un écoulement purement laminaire. Nous concluons alors que cette différence dans l'évolution de la position des bulles "têtards" secondaires peut être associée à un changement de régime d'écoulement qui devient transitionnel vers la turbulence. Ce comportement est cohérent avec les résultats d'[ARMALY et al. \[1983\]](#) présentés précédemment.

6.5 Synthèse sur le développement de la cavitation

Ce chapitre nous donne un aperçu du développement de la cavitation que l'on peut rencontrer dans des écoulements visqueux. Si les poches de cavitation sont dans un premier temps assez petites et stables, elles se développent très rapidement en générant des instabilités conduisant à des écoulements en transition laminaire/turbulent caractérisés par la cavitation de tourbillons. Contrairement aux écoulements complètement turbulents, où la cavitation partielle est caractérisée par des poches de mélange liquide/vapeur et des lâchers de nuages de cavitation, la cavitation partielle se distingue dans nos écoulements visqueux par le développement de poches "bandes" de vapeur qui provoquent

la transition laminaire/turbulent dans leurs sillages. Cette transition entraîne la vaporisation de tourbillons qui génèrent énormément de bulles dans l'écoulement ce qui nuit particulièrement aux performances de la pompe.

Les changements de régime d'écoulement peuvent également être révélés par des bifurcations dans l'évolution de la position des bulles "têtards" secondaires, dépendant dans le cas d'écoulements multiphasiques du développement des poches "bandes" ainsi que de la nature de l'écoulement.

La transition de la cavitation partielle à la supercavitation est, dans notre étude, un phénomène extrêmement brusque, qui génère un changement de topologie brutal, lié à la transition entre bulbes de décollement laminaire court et longs. Cette transition peut néanmoins être corrélée au paramètre de transition à la supercavitation usuellement utilisé dans la littérature. Dans notre étude ce paramètre est estimé à $\sigma_v/2\alpha \simeq 3.98$ ce qui semble cohérent avec les résultats de la littérature.

Nous exposons dans la figure A.4 en annexe A.3 l'interaction d'une bulle subissant une diffusion convective (section 4.1.3) avec une poche bande "supercavitante" afin d'illustrer le changement remarquable d'écoulement après la transition à la supercavitation.

6.6 Références

- ALAM, M. et N. D. SANDHAM. 2000, «Direct numerical simulation of 'short' laminar separation bubbles with turbulent reattachment.», *J. Fluid Mech.*, vol. 410, p. 1–28. [122](#)
- ARMALY, B. F., F. DURST, J. C. F. PEREIRA et B. SCHÖNUNG. 1983, «Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 127, p. 473–496. [xii](#), [122](#), [123](#), [124](#)
- ARNDT, R. E. A., C. C. S. SONG, M. KJELDTSEN, J. HE et A. KELLER. 2000, «Instability of partial cavitation : a numerical/experimental approach.», dans *Symposium on Naval Hydrodynamics*. [113](#)
- BRANDNER, P., B. W. PIERCE et K. L. DE GRAAF. 2015, «Cavitation about a jet in crossflow.», *J. Fluid Mech.*, vol. 768, p. 141–174. [110](#), [114](#)
- BRANDNER, P., G. J. WALKER, P. N. NIEKAMP et B. ANDERSON. 2010, «An experimental investigation of cloud cavitation about a sphere.», *J. Fluid Mech.*, vol. 656, p. 147–176. [110](#)
- BRENNEN, C. E. 1995, *Cavitation and bubble dynamics.*, Oxford University Press. [111](#), [113](#), [120](#)
- BRENNEN, C. E. 2005, *Fundamentals of multiphase flows.*, Cambridge University Press. [111](#)
- CALLENAERE, M., J.-P. FRANC, J.-M. MICHEL et M. RIONDET. 2001, «The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet.», *J. Fluid Mech.*, vol. 444, p. 223–256. [111](#), [113](#)
- CROCI, K., P. TOMOV, F. RAVELET, A. DANLOS, S. KHELLADI et J.-C. ROBINET. 2016, «Investigation of two mechanisms governing cloud cavitation shedding : experimental study and numerical highlight.», dans *ASME Int. Mech. Eng. Congress and Expo., Volume 7 : Fluids Engineering*. [111](#), [112](#), [113](#), [114](#), [116](#)

- DANLOS, A., F. RAVELET, O. COUTIER-DELGOSHA et F. BAKIR. 2014, «Cavitation regime detection through proper orthogonal decomposition : Dynamics analysis of the sheet cavity on a grooved convergent–divergent nozzle.», *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 47, p. 9–20. [112](#), [113](#)
- DECAIX, J. et E. GONCALVÈS. 2013, «Investigation of three-dimensional effects on a cavitating venturi flow.», *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 44, p. 576–595. [113](#)
- DULAR, M., I. KHLIFA, S. FUZIER, M. ADAMA MAIGA et O. COUTIER-DELGOSHA. 2012, «Scale effect on unsteady cloud cavitation.», *Exp. Fluids*, vol. 53, p. 1233–1250. [112](#)
- FRANC, J.-P. et J.-M. MICHEL. 1985, «Attached cavitation and the boundary layer : experimental investigation and numerical treatment.», *J. Fluid Mech.*, vol. 154, p. 63–90. [110](#)
- FRANC, J.-P. et J.-M. MICHEL. 2006, *Fundamentals of cavitation*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht; Boston. [110](#), [111](#), [113](#), [114](#), [120](#)
- GANESH, H. 2015, *Bubbly shock propagation as a cause of sheet to cloud transition of partial cavitation and stationary cavitation bubbles forming on a delta wing vortex.*, thèse de doctorat, University of Michigan. [111](#), [112](#), [114](#)
- GASTER, M. 1992, «The structure and behaviour of laminar separation bubbles.», *NPL Aero. Rep. (revised)*, vol. 1181. [121](#)
- GUENNOUN, M. F. 2006, *Étude physique de l'apparition et du développement de la cavitation sur une aube isolée.*, thèse de doctorat, EPFL Lausanne, Switzerland. [110](#)
- JAKOBSEN, J. K. 1964, «On the mechanism of head breakdown in cavitating inducers.», *J. Basic Eng.*, vol. 86, p. 291–305. [112](#)
- KEIL, T., P. F. PELZ, C. U. et G. LUDWIG. 2011, «Cloud cavitation and cavitation erosion in convergent divergent nozzle.», dans *WIMRC 3rd Int. Cavitation*. [112](#)
- LE, Q., J.-P. FRANC et J.-M. MICHEL. 1993, «Partial cavities : Global behavior and mean pressure distribution.», *J. Fluids Eng.*, vol. 115, p. 243–248. [111](#), [113](#), [114](#)
- LEROUX, J.-B., O. COUTIER-DELGOSHA et J. A. ASTOLFI. 2005, «A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil.», *Phys. Fluids*, vol. 17, p. 052 101. [112](#)
- PELZ, P. F., T. KEIL et T. F. GROSS. 2017, «The transition from sheet to cloud cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 817, p. 439–454. [110](#), [111](#)
- PHAM, T. M., F. LARRARTE et D. H. FRUMAN. 1999, «Investigation of unsteady sheet cavitation and cloud cavitation mechanisms.», *J. Fluids Eng.*, vol. 121, p. 289–296. [111](#)
- REISMAN, G. E., Y.-C. WANG et C. E. BRENNEN. 1998, «Observations of shock waves in cloud cavitation.», *J. Fluid Mech.*, vol. 355, p. 255–283. [112](#)
- SOILLE, P. 2013, *Morphological image analysis : principles and applications*, Springer Science & Business Media. [119](#)
- TORRENCE, C. et G. P. COMPO. 1999, «A practical guide to wavelet analysis.», *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, vol. 79. [116](#)

VAN RIJSBERGEN, M. 2016, «A review of sheet cavitation inception mechanisms.», dans *ISROMAC2016*, No. 356. [110](#)

WIJNGAARDEN, L. 1964, «On the collective collapse of a large number of gas bubbles in water.», dans *In Proc. 11th Int. Conf. Appl. Mech.* [112](#)

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

*« Il est plus beau de transmettre
aux autres ce qu'on a contemplé
que de contempler seulement. »*

Thomas D'Aquin

Sommaire

7.1	Conclusions	130
7.2	Perspectives de recherches	131
7.2.1	Dégazage et transition à la cavitation	132
7.2.2	Dynamiques de bulles et instabilités	132
7.2.3	Validation de modèles numériques	133
7.3	Références	134

7.1 Conclusions

Au cours de cette thèse nous avons développé un banc d'essais dans le but d'étudier les phénomènes multiphasiques dans des écoulements laminaires décollés. Différentes dynamiques de dégazage et de cavitation ont alors pu être observées et analysées, les principaux résultats de nos recherches étant résumés dans les différents chapitres de synthèse qui émaillent ce manuscrit. Ainsi on retrouve un résumé des résultats sur le phénomène de dégazage dans la section 4.2.4, de la cavitation dans la section 4.7 ainsi que de la transition entre les deux phénomènes dans la section 5.3. Une synthèse du développement de la cavitation partielle en supercavitation est quant à elle présentée dans la section 6.5. En nous basant sur ces différentes synthèses, nous développerons les principales conclusions que l'on peut tirer de notre étude.

- Les écoulements visqueux se révèlent particulièrement sujets aux décollements de couches limites laminaires formant alors des structures communément appelées **bulbes de décollements laminaires**. Un décollement principal apparaît à l'arrière du col du Venturi à partir d'un nombre de Reynolds $Re \approx 350$. Un second décollement, dépendant de la position du point de recollement du bulbe de décollement principal, s'installe quant à lui sur la paroi supérieure de la veine d'essais à partir de $Re \approx 1100$.
- Deux phénomènes multiphasiques peuvent se produire dans un écoulement laminaire décollé : le **dégazage** et la **cavitation**. Un bulbe de décollement laminaire offre un environnement idéal pour permettre l'attachement de bulles de gaz, que ce soit des bulles d'air ou de vapeur.
- Le **dégazage** se produit dans un écoulement laminaire à partir d'un nombre de Reynolds de $Re \approx 650$ correspondant au développement du décollement sur toute la largeur de la veine. Il est caractérisé par la recirculation de bulles d'air dans le bulbe de décollement principal qui conduit à l'attachement de deux **poches "têtards"** le long des parois latérales du Venturi. Ces poches se distinguent par des lâchers de micro-bulles causées par la **diffusion "dirigée"** à leur interface avec le liquide. Elles peuvent perdurer dans l'écoulement à bas nombres de Reynolds formant alors un régime sub-critique qui perdure dans l'huile 47V100 jusqu'à la disparition du décollement à $Re \approx 350$.
- L'apparition de vapeur dans les écoulements laminaires est caractérisée par la **cavitation à poches attachées**. En plus des poches "têtards" qui peuvent se remplir de vapeur à basse pression, on observe l'apparition d'une **poche "bande"** de vapeur au centre du col. Le développement de cette poche conduit à l'émergence d'un deuxième phénomène de dégazage dans le bulbe de décollement secondaire avec stabilisation de deux **bulles "têtards" secondaires** pour un nombre de cavitation critique $\sigma_c \approx 6.1$.
- La cavitation peut également être entraînée par la déstabilisation de l'écoulement menant à une **transition vers la turbulence** de l'écoulement laminaire. D'après nos mesures expérimentales combinées avec des résultats numériques, des instabilités peuvent apparaître dans l'écoulement à partir d'un nombre de Reynolds $Re \in [1300; 1400]$. Dans ces conditions on peut observer une transition vers la turbulence intermittente et brève avec la **cavitation par "patch"** ou bien une transition

continue dans le sillage d'une poche "bande" conduisant à une **cavitation de tourbillons** qui se vaporisent périodiquement à haute fréquence ($f \simeq 321$ Hz, $St \simeq 0.31$ à $Re = 2077$ et $\sigma = 4.57$).

- L'écoulement peut alors se trouver dans deux régimes d'écoulement. Dans le **régime laminaire**, la couche limite décolle de façon importante permettant la recirculation de bulles d'air en plus de l'attachement de poches de vapeur relativement stables à basses pressions. Un écoulement dans le **régime transitionnel laminaire/turbulent** présente, quant à lui, un bulbe de décollement laminaire "court" dans lequel se développent les poches attachées de vapeur et une couche limite en transition à la turbulence en aval du bulbe caractérisée par la vaporisation de tourbillons. Ce régime transitionnel produit un dégazage très important du liquide du fait de l'activité tourbillonnaire, engendrant alors le dégazage total du liquide en quelques minutes.
- La **transition entre dégazage et cavitation** est particulièrement impactée par le changement de régime d'écoulement. Si une bulle d'air peut se remplir progressivement de vapeur quand on se rapproche de la pression de vapeur saturante du liquide, cette transition est davantage marquée par la transition à la turbulence qui peut se produire dans le sillage d'une bulle d'air avec cavitation par "patch".
- Dans un régime d'écoulement transitionnel laminaire/turbulent, le développement de la **cavitation partielle** le long de la pente divergente du Venturi se caractérise par l'allongement de la poche "bande" et la génération d'une grande quantité de vapeur dans l'écoulement causée par la cavitation de tourbillon. Pour un nombre de cavitation critique $\sigma_c^s \simeq 4.5$, une bifurcation se produit indiquant le passage d'un bulbe de décollement laminaire "court" à un bulbe "long" dont le rattachement se fait en un point de l'écoulement et non sur une paroi. Ce changement d'écoulement est associé au phénomène de **supercavitation** déjà observé à de multiples reprises dans la cavitation dans des écoulements turbulents.

Ces travaux de thèse nous ont permis de présenter la phénoménologie multiphasique que l'on retrouve dans les écoulements laminaires décollés. Les résultats que nous venons de présenter pour des écoulements visqueux peuvent être mis en relation avec les dynamiques de cavitation de poches attachées, habituellement rencontrées dans certains écoulements turbulents de la littérature, au niveau des bulbes courts de décollement laminaire [VAN RIJSBERGEN, 2016]. Dans ce contexte, notre étude met en lumière l'importance que peut représenter le phénomène dégazage, souvent négligé dans les écoulements turbulents, dans l'apparition et le développement du phénomène de cavitation.

Cette étude ne constitue qu'une première étape dans l'étude de la cavitation dans les écoulements visqueux qui fournissent une multitude de phénomènes particulièrement intéressants à étudier.

7.2 Perspectives de recherches

Plusieurs résultats développés tout au long de cette thèse n'ont malheureusement pu être assez approfondis et pourraient représenter de nouvelles perspectives de recherches pour différentes applications. L'amélioration du banc d'essais par différents moyens de mesures, ou le développement de méthodes numériques multiphasiques pourraient être

autant de moyens nous permettant d'accéder à une meilleure compréhension de nos écoulements et d'ouvrir l'étude à de nouveaux domaines de recherche.

7.2.1 Dégazage et transition à la cavitation

Le dégazage apparaît être un phénomène particulièrement important dans les écoulements visqueux à bas nombres de Reynolds et nécessite d'être approfondi. La grande quantité de bulles qu'il engendre dans l'écoulement peut entraîner des problèmes de performances [LI, 2015], générer une hystérésis entre l'apparition et la disparition de poches de gaz [AMINI et al., 2018] et même modifier le développement des poches de cavitation [VENNING et al., 2018].

Dans notre étude, le taux de gaz n'a pu être mesuré et nous le contrôlons en appliquant un protocole expérimental pour garder le liquide à super-saturation au cours des essais. Cependant pour étudier les différentes dynamiques de dégazage plus en détail, la mesure du taux d'air dissous apparaît être absolument nécessaire. La solution pourrait alors être d'inclure un oxymètre dans la boucle d'essais pour obtenir en temps réel ce taux de gaz et regarder l'influence des paramètres d'écoulement sur son évolution.

Un autre problème lié au dégazage se pose également, celui de la grande population de bulles dans l'écoulement qui peuvent faire plusieurs fois le tour de la boucle d'essais avant de se dissoudre, polluant nos mesures. Une zone tampon a déjà été ajoutée à la boucle à cet effet mais semble n'être efficace que pour de basses vitesses. Nous proposons alors d'ajouter un séparateur de phases [SLETTEBØ, 2009] au niveau de la zone tampon pour permettre aux bulles d'air de sortir de la boucle.

Une des préoccupations principales de cette thèse a été d'étudier la transition qui s'opère entre le dégazage et la cavitation. Il s'avère cependant extrêmement difficile de différencier l'air de la vapeur dans les bulles, leur aspect sur les images étant identiques. Plusieurs moyens peuvent être mis en place pour accéder à la composition de ces bulles, comme l'interférométrie ou la strioscopie [MAUGER, 2012]. Ces techniques nous permettraient de différencier la vapeur de l'air dans les écoulements et de pouvoir par exemple observer en détail le remplacement de l'air par la vapeur dans une bulle à basse pression.

7.2.2 Dynamiques de bulles et instabilités

Nous avons pu observer dans nos écoulements la présence de multiples transitions, instabilités et bifurcations d'écoulements. Leurs interprétations ont été réalisées avec l'aide de simulations numériques monophasiques qui ne donnent qu'un aperçu d'écoulements laminaires et ne prennent pas en compte l'influence des bulles sur l'écoulement. Pour compléter notre étude il serait appréciable de réaliser des mesures de vitesses de l'écoulement pour vérifier notre argumentaire, par exemple par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) ou bien par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV).

Il serait alors intéressant de regarder plus en détail l'impact du changement de régime d'écoulement, avec les différentes instabilités du bulbe de décollement laminaire [ROBINET, 2013], sur les dynamiques de bulles. En associant les mesures des champs de vitesses avec de l'imagerie par caméra rapide de l'écoulement, une analyse fréquentielle [DANLOS et al., 2014] des bulles pourrait constituer une approche intéressante pour appréhender les différentes bifurcations d'écoulements.

Une étude plus détaillée des différentes poches observées au cours de cette thèse pourrait également apporter de précieuses informations sur les dynamiques d'écoulements laminaires décollés. Par exemple, la position d'une poche "bande" en aval d'un point de décollement laminaire peut être estimé par un modèle proposé par [ARAKERI \[1975\]](#) et développé par la suite par [FRANC et MICHEL \[1985\]](#) puis par [TASSIN LEGER et CECCIO \[1998\]](#); il serait alors possible de confronter ce modèle avec des mesures dans nos écoulements purement laminaires. Une étude approfondie de la position des bulles "têtards" secondaires dans le décollement secondaire pourrait également nous donner des informations précieuses sur les régimes d'écoulements en fonction des différents paramètres d'étude.

Une autre possibilité d'étude consisterait en l'utilisation de plusieurs huiles de viscosités différentes pour regarder l'évolution, l'apparition et la disparition de dynamiques multiphasiques sur une gamme de Reynolds allant de 350 (le plus bas nombre de Reynolds pour lequel on peut voir des bulles dans l'écoulement) jusqu'aux valeurs habituellement étudiées dans la littérature de l'ordre de 10^5 . Lors de cette thèse nous avons pu observer des dynamiques multiphasiques dans des régimes laminaires et transitionnels laminaire/turbulent. Nous pourrions par conséquent regarder le comportement de ces dynamiques jusqu'à la transition de l'écoulement à la turbulence et même au-delà pour au final avoir un aperçu complet des différents phénomènes physiques de l'écoulement, de leurs apparitions jusqu'à leurs disparitions.

7.2.3 Validation de modèles numériques

La cavitation est habituellement étudiée numériquement, via des modèles diphasiques ou multiphasiques complexes, qui nécessitent souvent une grande puissance de calcul [[NIEDŹWIEDZKA et al., 2016](#)]. Dans ces études, des écoulements turbulents (à très hauts nombres de Reynolds) sont simulés numériquement et sont caractérisés par de multiples dynamiques complexes particulièrement difficiles à appréhender : une apparition hystérique de la cavitation, des mélanges de phases, des instabilités entraînant des lâchers de nuages de cavitation, la cavitation de tourbillon dans la couche limite turbulente, le changement de topologie d'écoulement causée par la vaporisation de différentes structures ...

Lors de cette thèse, nous avons pu observer expérimentalement la formation et le développement de poches de cavitation dans des écoulements laminaires décollés. Ces écoulements présentent l'avantage d'être plus simple à simuler et à analyser. En se concentrant sur des écoulements laminaires, on peut en effet retirer l'influence de la turbulence sur l'écoulement, source importante d'instabilités et de cavitation de tourbillon.

Au sein du laboratoire *DynFluid* des calculs diphasiques reprenant des modèles homogènes d'équilibres ont déjà été réalisés pour des géométries double Venturi dans des écoulements turbulents complexes [[TOMOV, 2016](#)]. Ces modèles, couteux en temps de calculs dans le cas d'écoulements turbulents, pourrait être utilisés pour simuler la cavitation dans nos écoulements laminaires, nos mesures expérimentales permettant alors la validation des modèles de changements de phases. De plus comme nous avons pu le voir au cours de cette thèse, l'air, et le phénomène de dégazage, peuvent jouer un rôle prépondérant dans l'apparition et le développement de poches de cavitation. L'implémentation de modèles multi-composants [[CHIAPOLINO et al., 2017](#)] dans les récents travaux de [ROMERO CASADO \[2018\]](#) prend en compte de l'air dans le phénomène de cavitation

et peut permettre, à terme, de simuler plus fidèlement cette influence du dégazage sur la cavitation. La **validation de ce type de modèles**, avec nos expériences, pourraient par conséquent constituer une avancée importante dans la compréhension de l'apparition de la cavitation hydrodynamique dans un écoulement, permettant alors une meilleure prédiction du phénomène.

7.3 Références

- AMINI, A., M. RECLARI, T. SANO et M. FARHAT. 2018, «Effect of gas content on tip vortex cavitation.», dans *10th Symposium on Cavitation*. 132
- ARAKERI, V. H. 1975, «Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth bodies.», *J. Fluid Mech.*, vol. 68, p. 779–799. 133
- CHIAPOLINO, A., P. BOIVIN et R. SAUREL. 2017, «A simple and fast phase transition relaxation solver for compressible multicomponent two-phase flows.», *Comp. and Fluids*, vol. 150, p. 31–45. 133
- DANLOS, A., F. RAVELET, O. COUTIER-DELGOSHA et F. BAKIR. 2014, «Cavitation regime detection through proper orthogonal decomposition : Dynamics analysis of the sheet cavity on a grooved convergent–divergent nozzle.», *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 47, p. 9–20. 132
- FRANC, J.-P. et J.-M. MICHEL. 1985, «Attached cavitation and the boundary layer : experimental investigation and numerical treatment.», *J. Fluid Mech.*, vol. 154, p. 63–90. 133
- LI, W.-G. 2015, «Modeling viscous oil cavitating flow in a centrifugal pump.», *J. Fluids Eng.*, vol. 138, p. 011 303. 132
- MAUGER, C. 2012, *Cavitation dans un micro-canal modèle d'injecteur diesel : méthodes de visualisation et influence de l'état de surface.*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, France. 132
- NIEDŹWIEDZKA, A., G. H. SCHNERR et W. SOBIESKI. 2016, «Review of numerical models of cavitating flows with the use of the homogeneous approach.», *Archives of Thermodynamics*, vol. 37, p. 71–88. 133
- ROBINET, J.-C. 2013, «Instabilities in laminar separation bubbles.», *J. Fluid Mech.*, vol. 732, p. 1–4. 132
- ROMERO CASADO, C. J. 2018, *Modélisation du remplissage et de la mise en froid de réservoirs cryotechniques pour la propulsion spatiale.*, thèse de doctorat, Arts et Métiers Paris. 133
- SLETTEBØ, E. S. 2009, *Separation of gas from liquids in viscous systems.*, thèse de doctorat, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway. 132
- TASSIN LEGER, A. et S. L. CECCIO. 1998, «Examination of the flow near the leading edge of attached cavitation. part 1. detachment of two-dimensional and axisymmetric cavities.», *J. Fluid Mech.*, vol. 376, p. 61–90. 133

TOMOV, P. 2016, *Étude expérimentale et numérique de la cavitation et la cavitation aérée. Vers une application à l'alimentation en carburant d'un moteur d'avion.*, thèse de doctorat, Arts et Métiers Paris. [133](#)

VAN RIJSBERGEN, M. 2016, «A review of sheet cavitation inception mechanisms.», dans *ISROMAC2016*, No. 356. [131](#)

VENNING, J. A., M. T. KHOO, B. W. PEARCE et P. A. BRANDNER. 2018, «Background nuclei measurements and implications for cavitation inception in hydrodynamic test facilities.», *Exp. Fluids*, vol. 59, n° 71. [132](#)

Annexes

Annexe A

Mesures dans l'huile 47V50

Sommaire

A.1	Cavitation par patch	IV
A.2	Application de la technique MIA	VI
A.3	Supercavitation	VII

A.1 Cavitation par patch

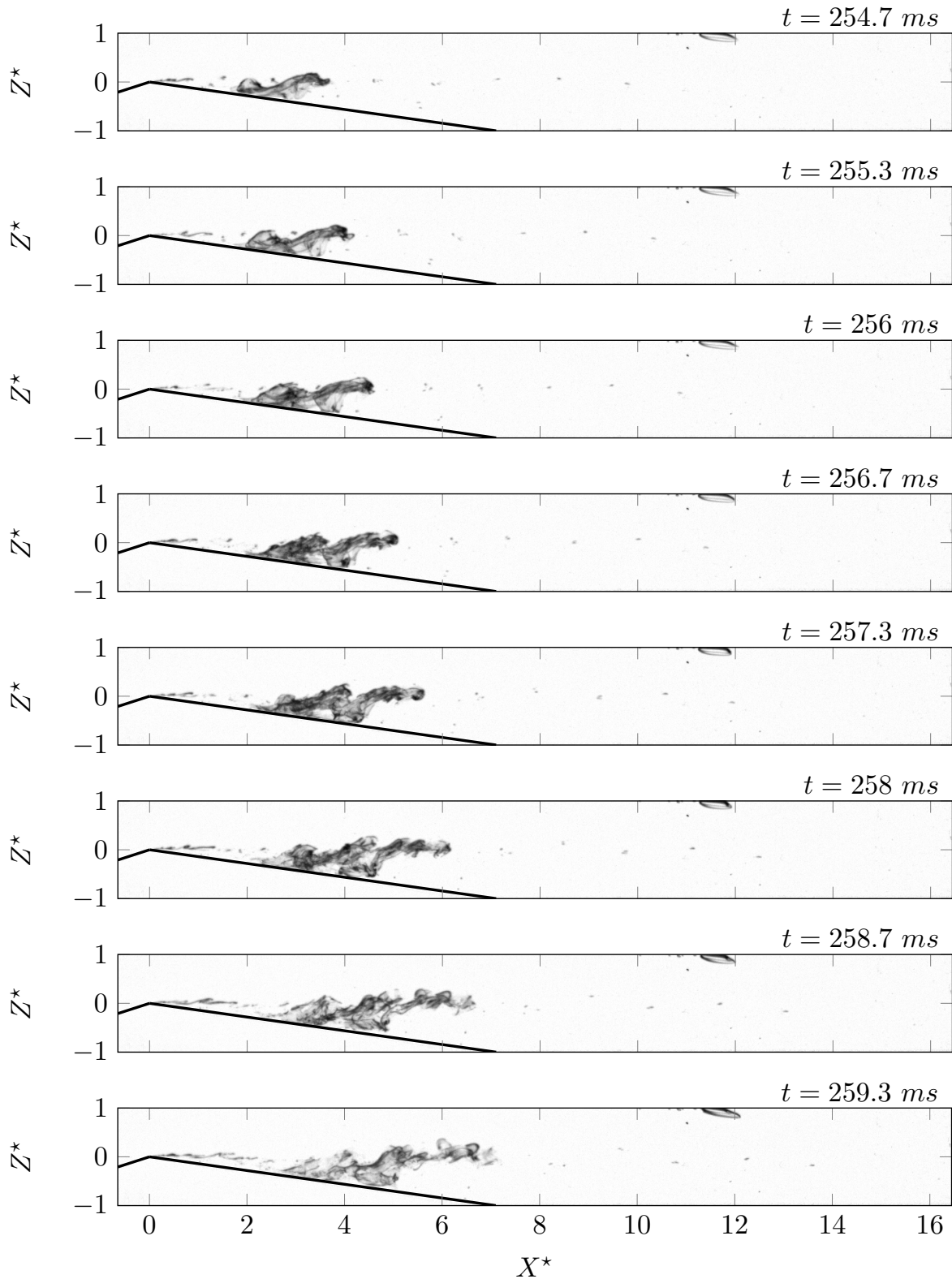


FIGURE A.1 – Vue de côté de la condensation d'un vortex cavitant observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l'huile 47V50. La séquence est enregistrée avec un pas de temps $\Delta t = 2/3 \text{ ms}$. Le courant va de gauche à droite.

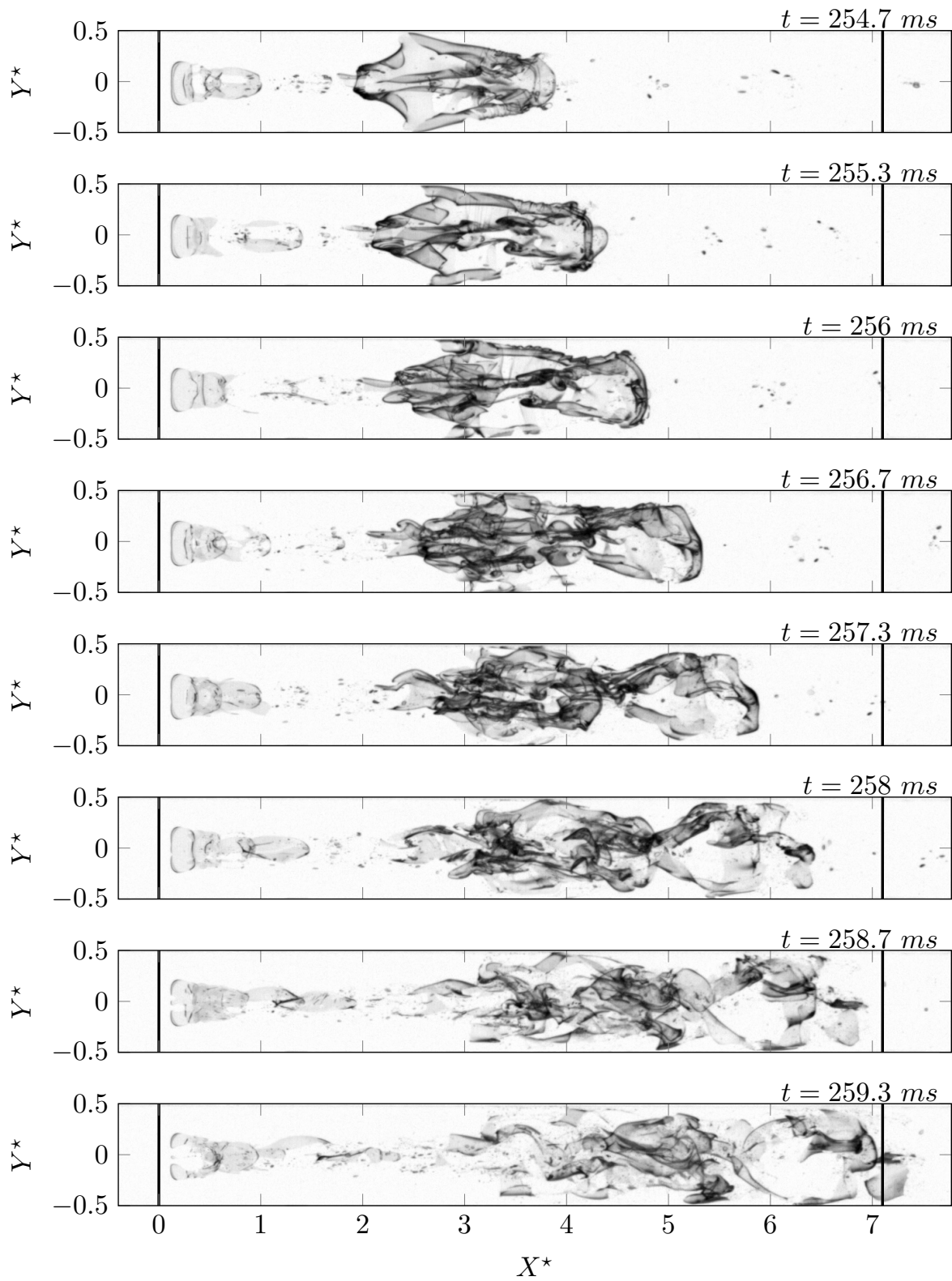


FIGURE A.2 – Vues de dessus de la condensation d'un vortex cavitant observée à $Re = 1701$ et $\sigma = 11.1$ dans l'huile 47V50. La séquence est enregistrée avec un pas de temps $\Delta t = 2/3 \text{ ms}$. Les deux lignes noires visible à $X^* = 0$ et $X^* = 7.1$ indiquent respectivement le col et la fin de la pente du Venturi.

A.2 Application de la technique MIA

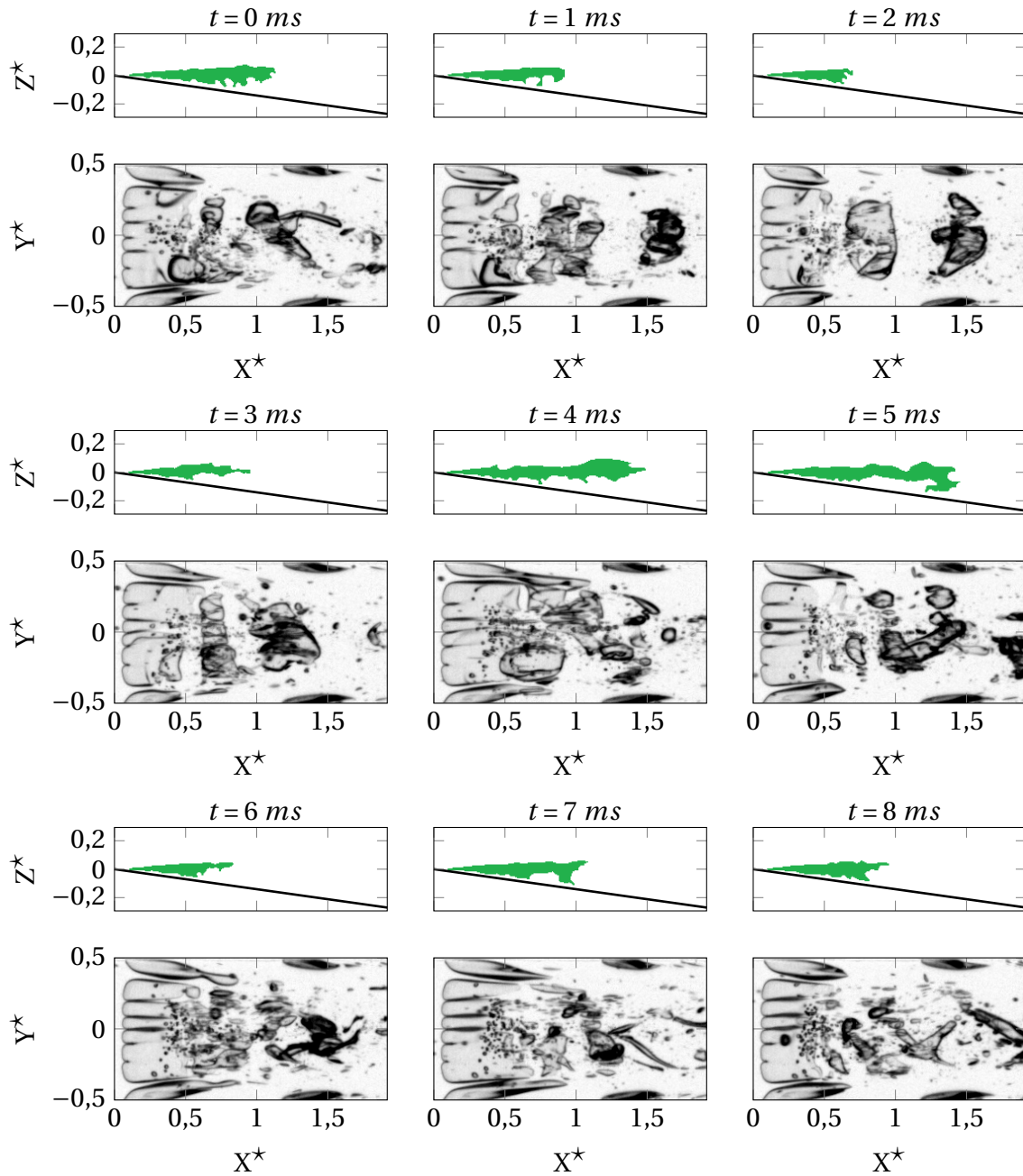


FIGURE A.3 – Application de l'analyse morphologique d'image (MIA) sur une séquence d'images de 8 ms enregistrée dans l'huile 47V50 à $Re = 2284$ et $\sigma = 4.73$. Comparaison des images binaires obtenues avec la technique MIA appliquée sur les vues de côtés avec les vues du dessus de l'écoulement.

A.3 Supercavitation

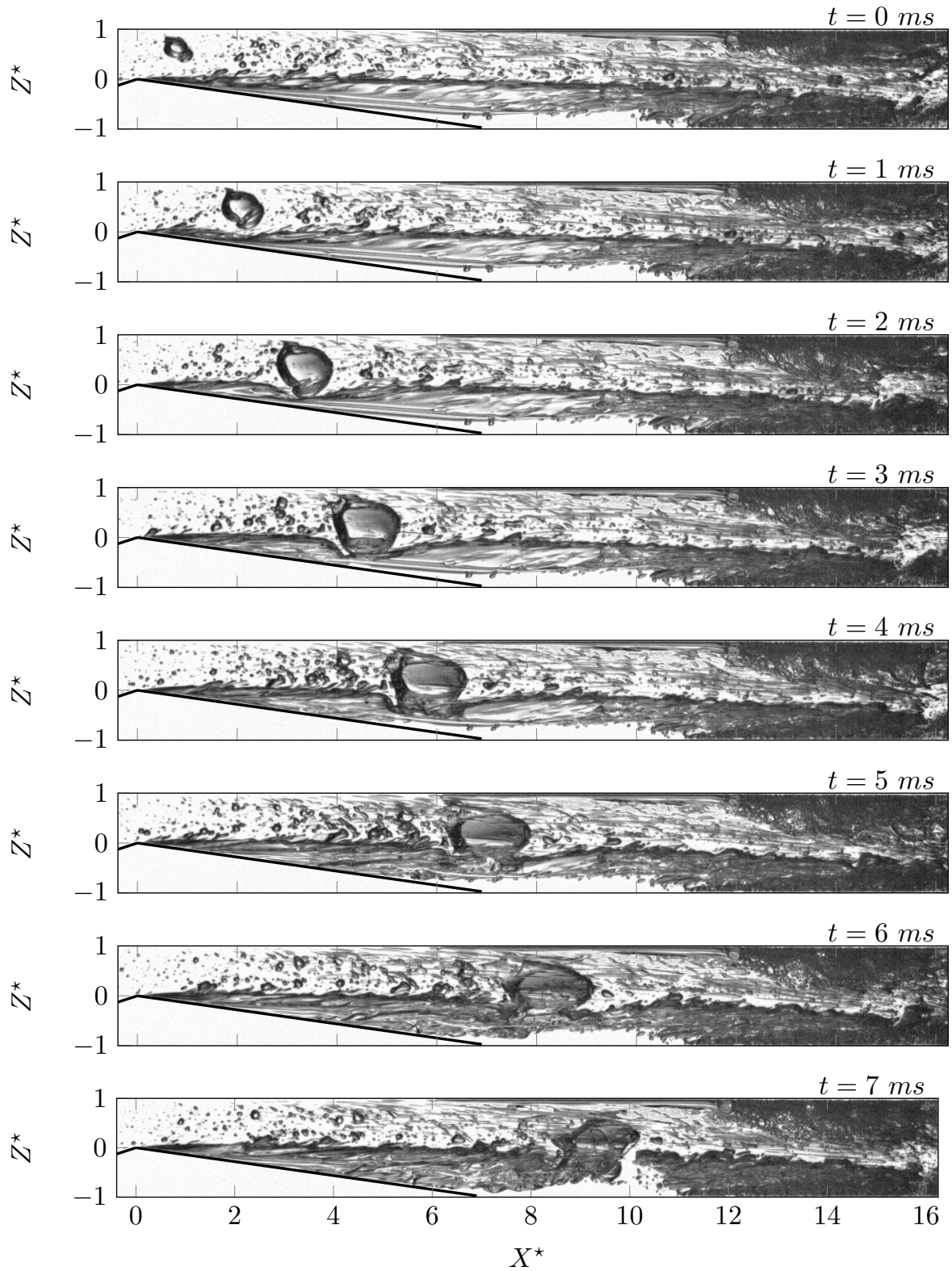


FIGURE A.4 – Vues de côté de l'interaction d'une bulle avec une poche "supercavitative" observée à $Re = 2245$ et $\sigma = 4.47$ dans l'huile 47V50. La séquence est enregistrée avec un pas de temps $\Delta t = 1 \text{ ms}$. Les deux lignes noires visible à $X^* = 0$ et $X^* = 7.1$ indiquent respectivement le col et la fin de la pente du Venturi.

Annexe B

Mesures dans l'huile 47V100

Sommaire

B.1	Poches "têtards" d'air	X
B.2	Cavitation par patch	XII

B.1 Poches “têtards” d’air

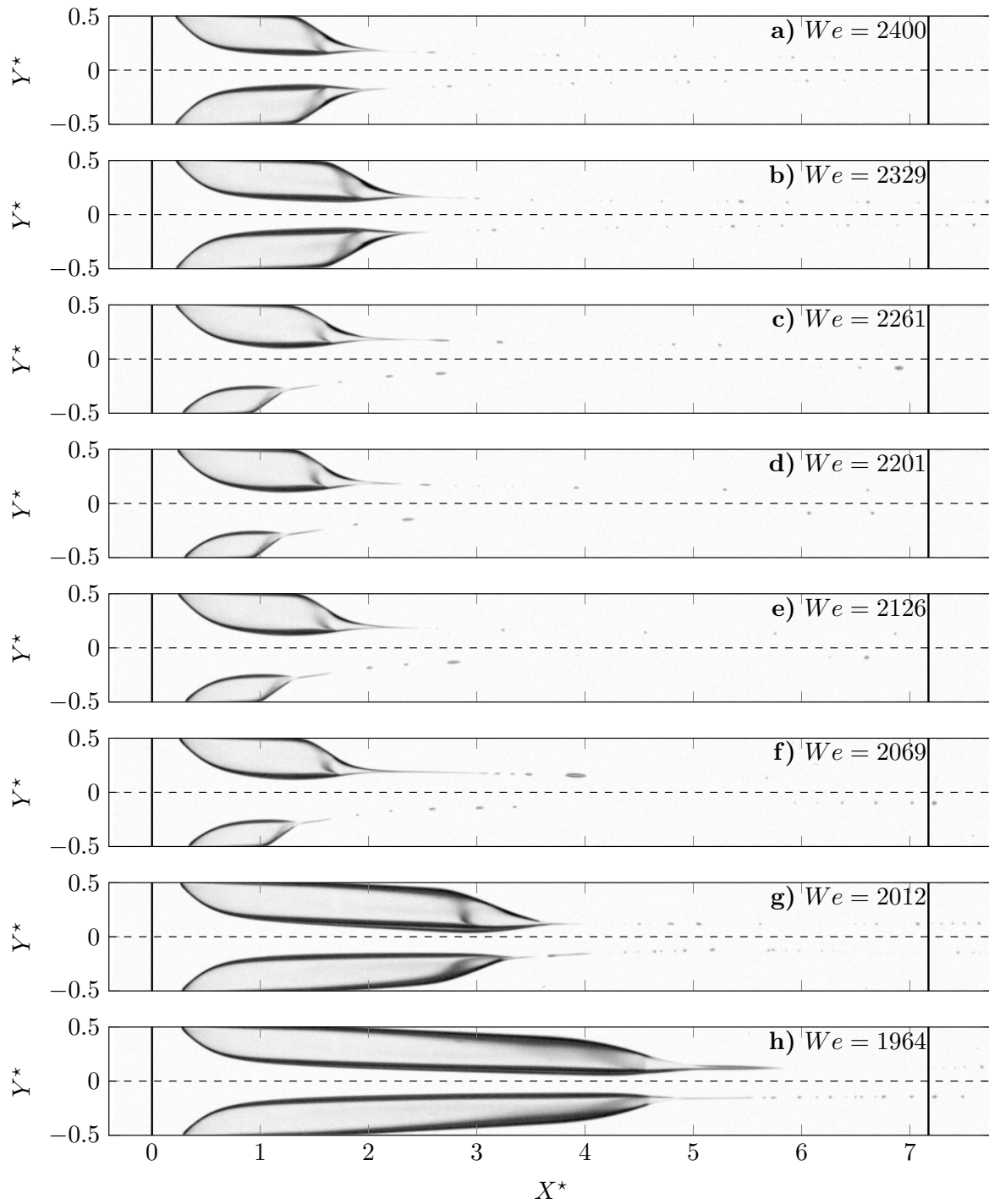


FIGURE B.1 – Poches “têtards” observées dans l’huile 47V100 à $\sigma = 45$ pour des nombres de Weber décroissants allant de a) $We = 2400$ jusqu’à h) $We = 1964$.

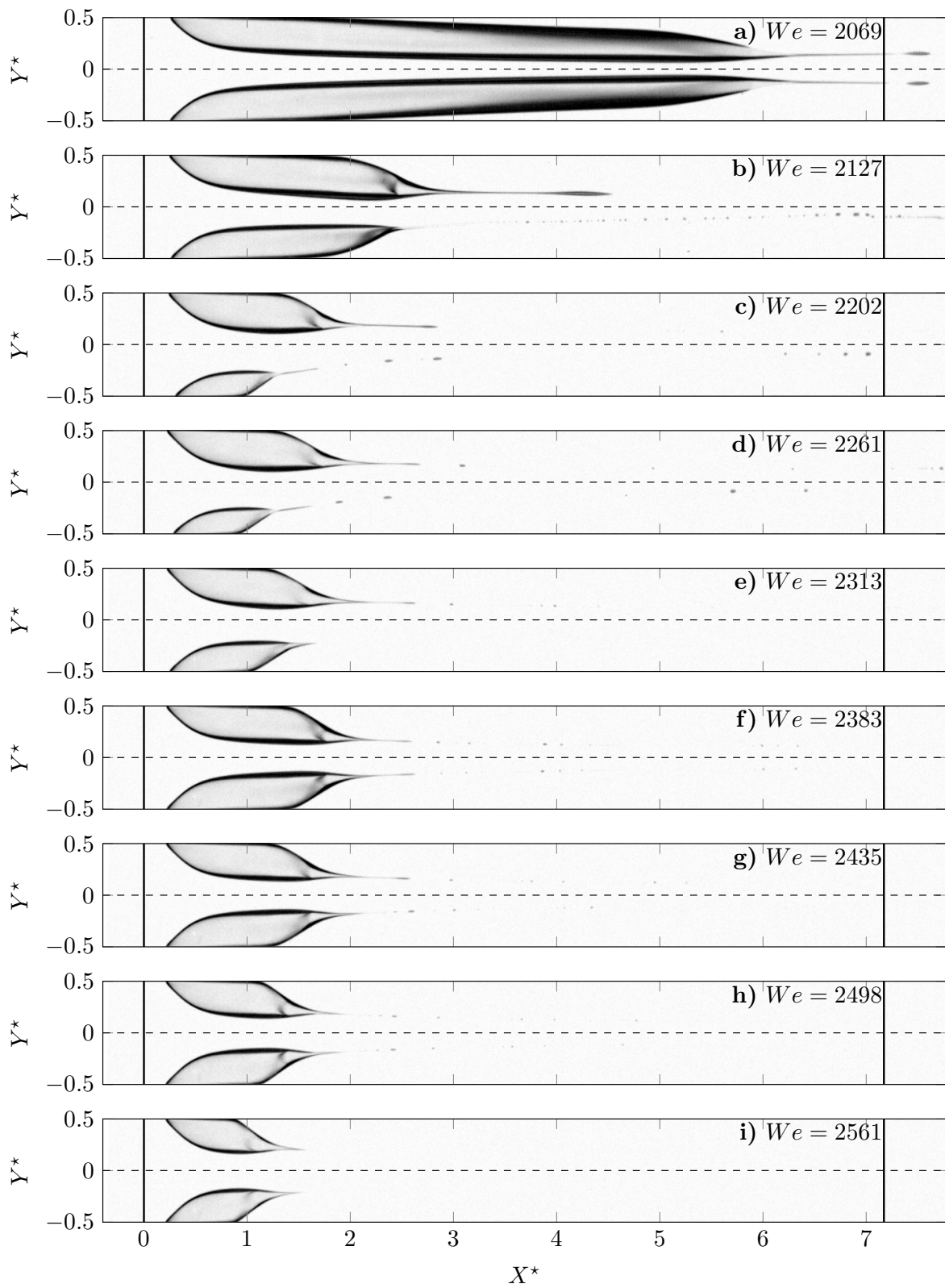


FIGURE B.2 – Poches “têtarde” observées dans l’huile 47V100 à $\sigma = 45$ pour des nombres de Weber croissants allant de a) $We = 2069$ jusqu’à i) $We = 2561$.

B.2 Cavitation par patch

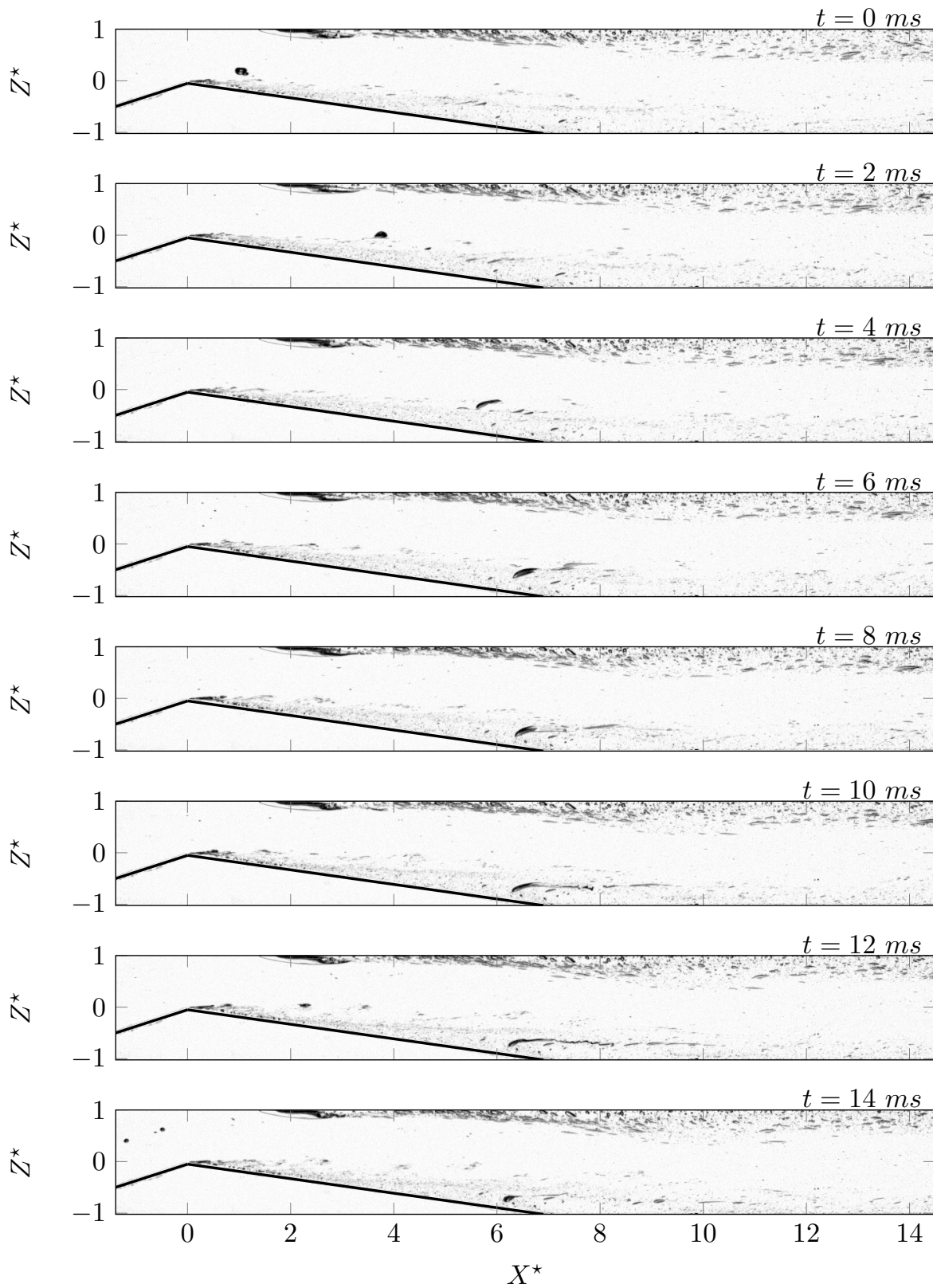


FIGURE B.3 – Vue de côté de la capture d'une bulle d'air par la couche limite séparée observée dans l'huile 47V100 pour $0 < t < 14 \text{ ms}$ avec un pas de temps $\Delta t = 20 \text{ ms}$ ($Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$).

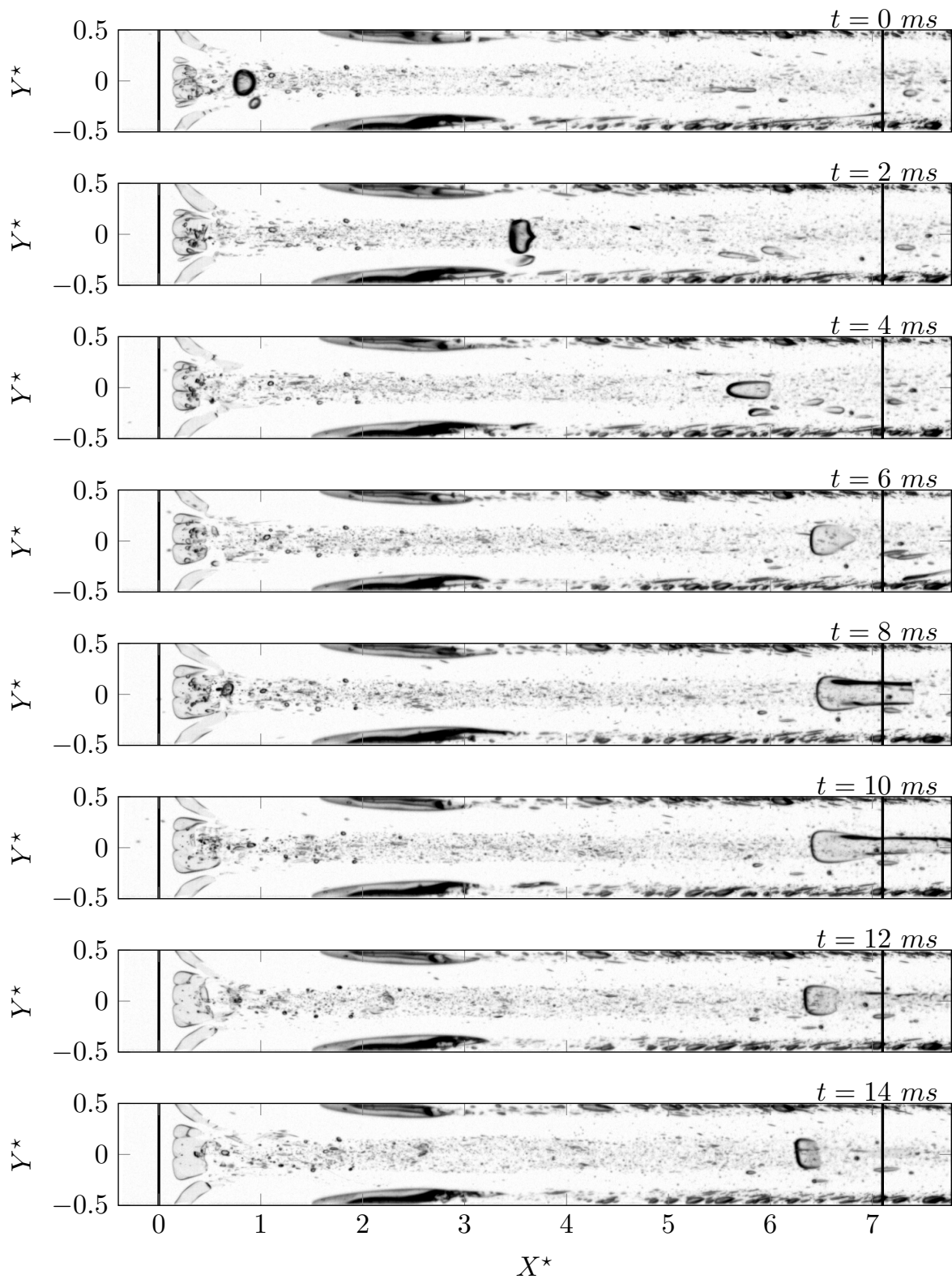


FIGURE B.4 – Vues du dessus de la capture d'une bulle d'air par la couche limite séparée observée dans l'huile 47V100 pour $0 < t < 14 \text{ ms}$ avec un pas de temps $\Delta t = 2 \text{ ms}$ ($Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$).

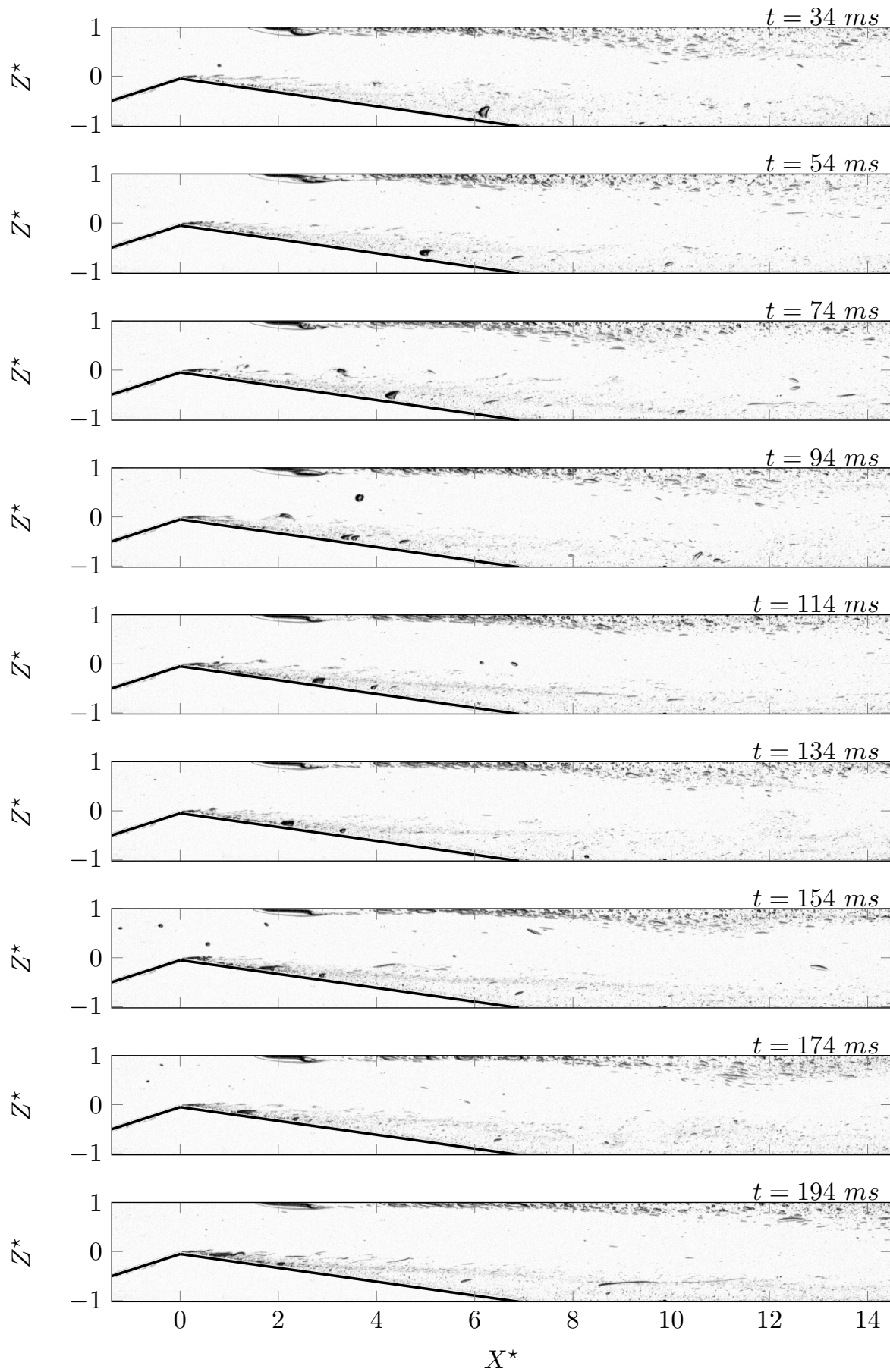


FIGURE B.5 – Vues de côté de la remontée de la bulle dans la zone de recirculation observée dans l’huile 47V100 pour $34 < t < 194\text{ ms}$ avec un pas de temps $\Delta t = 2\text{ ms}$ ($Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$).

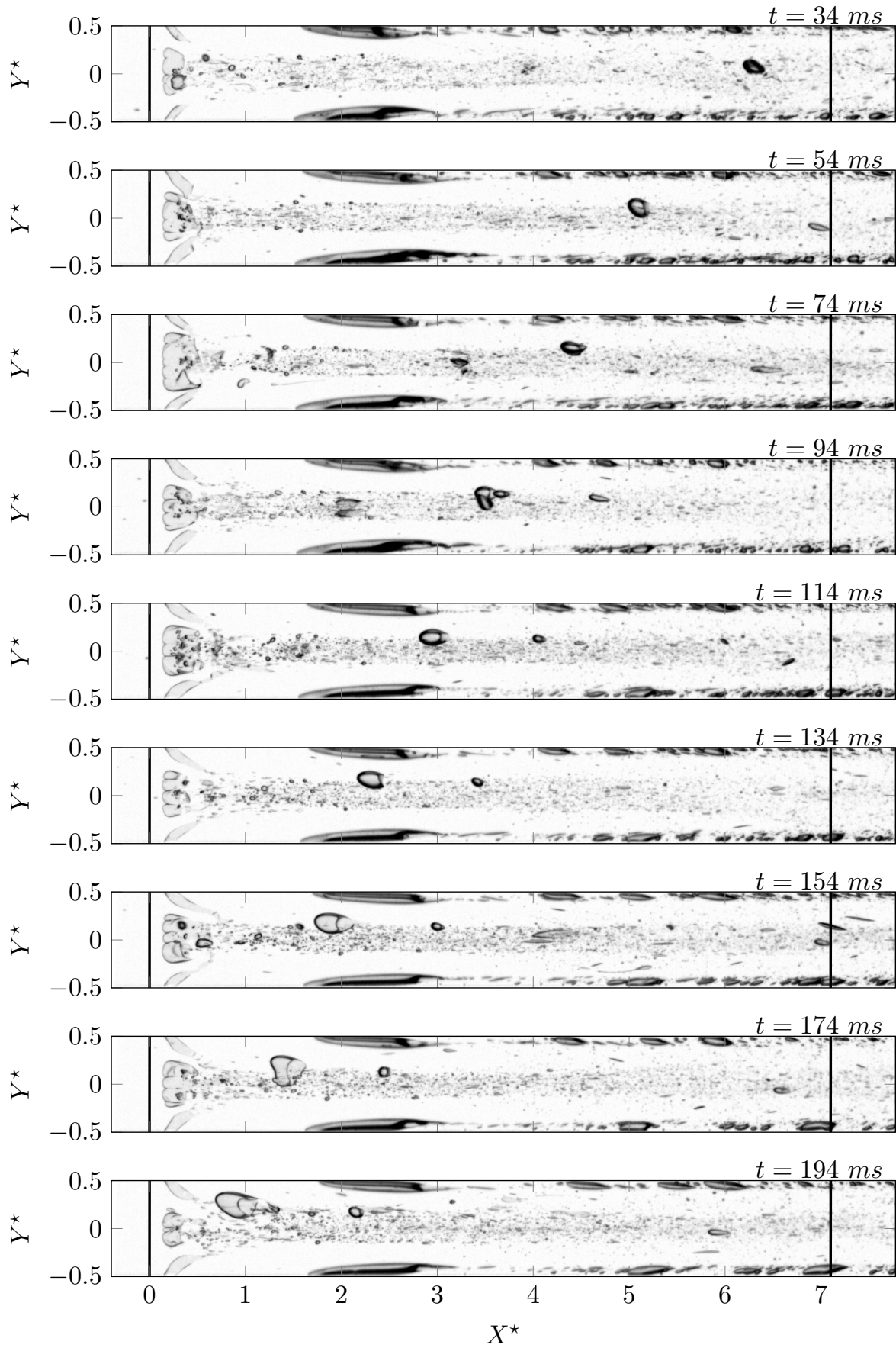


FIGURE B.6 – Vues du dessus de la remontée de la bulle dans la zone de recirculation observée dans l'huile 47V100 pour $34 < t < 194$ ms avec un pas de temps $\Delta t = 20$ ms ($Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$).

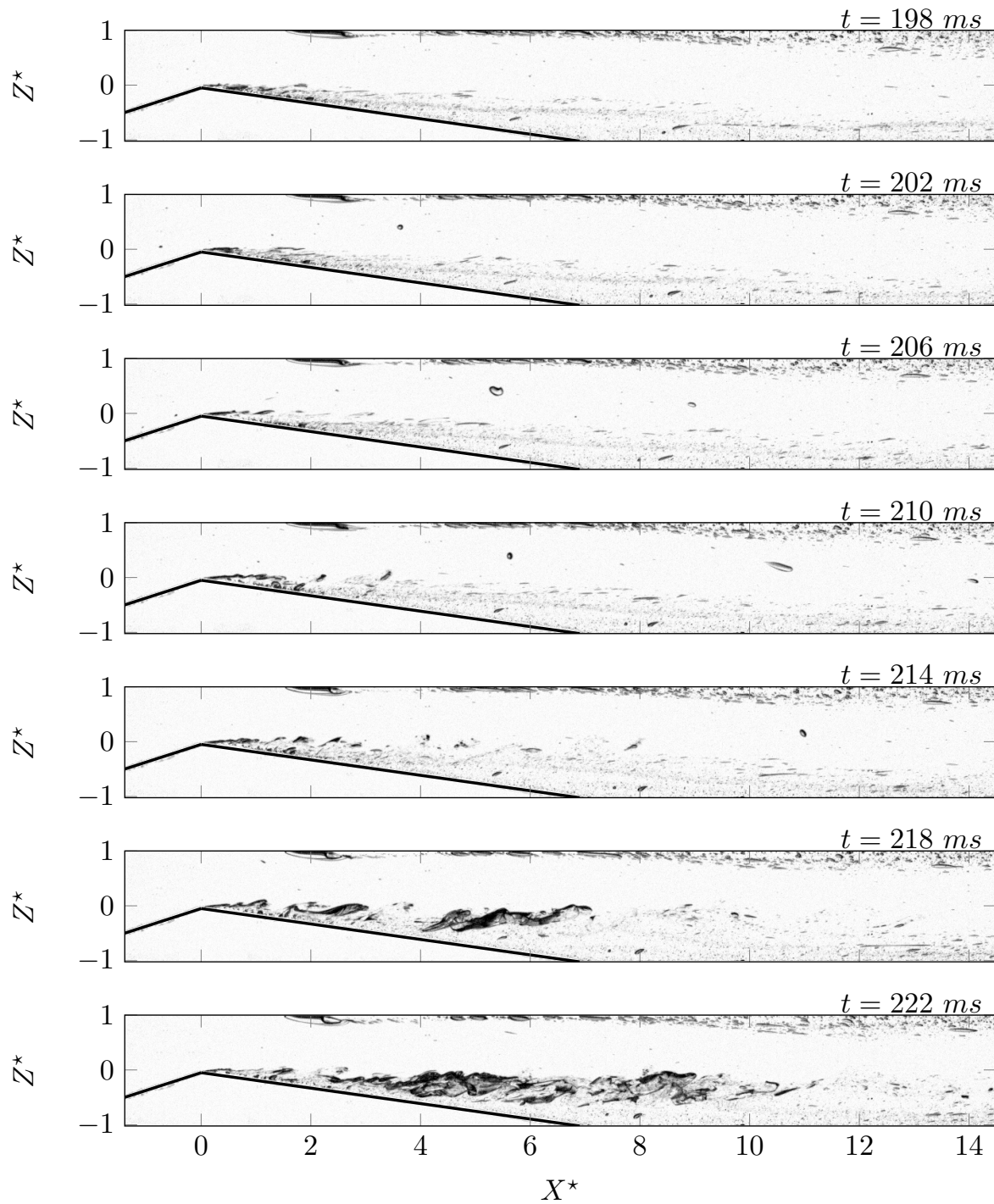


FIGURE B.7 – Vues de côté de la coalescence de la bulle avec la poche “bande” et de la cavitation par “patch” qui s’en suit observées dans l’huile 47V100 pour $198 < t < 222 \text{ ms}$ avec un pas de temps $\Delta t = 2 \text{ ms}$ ($Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$).

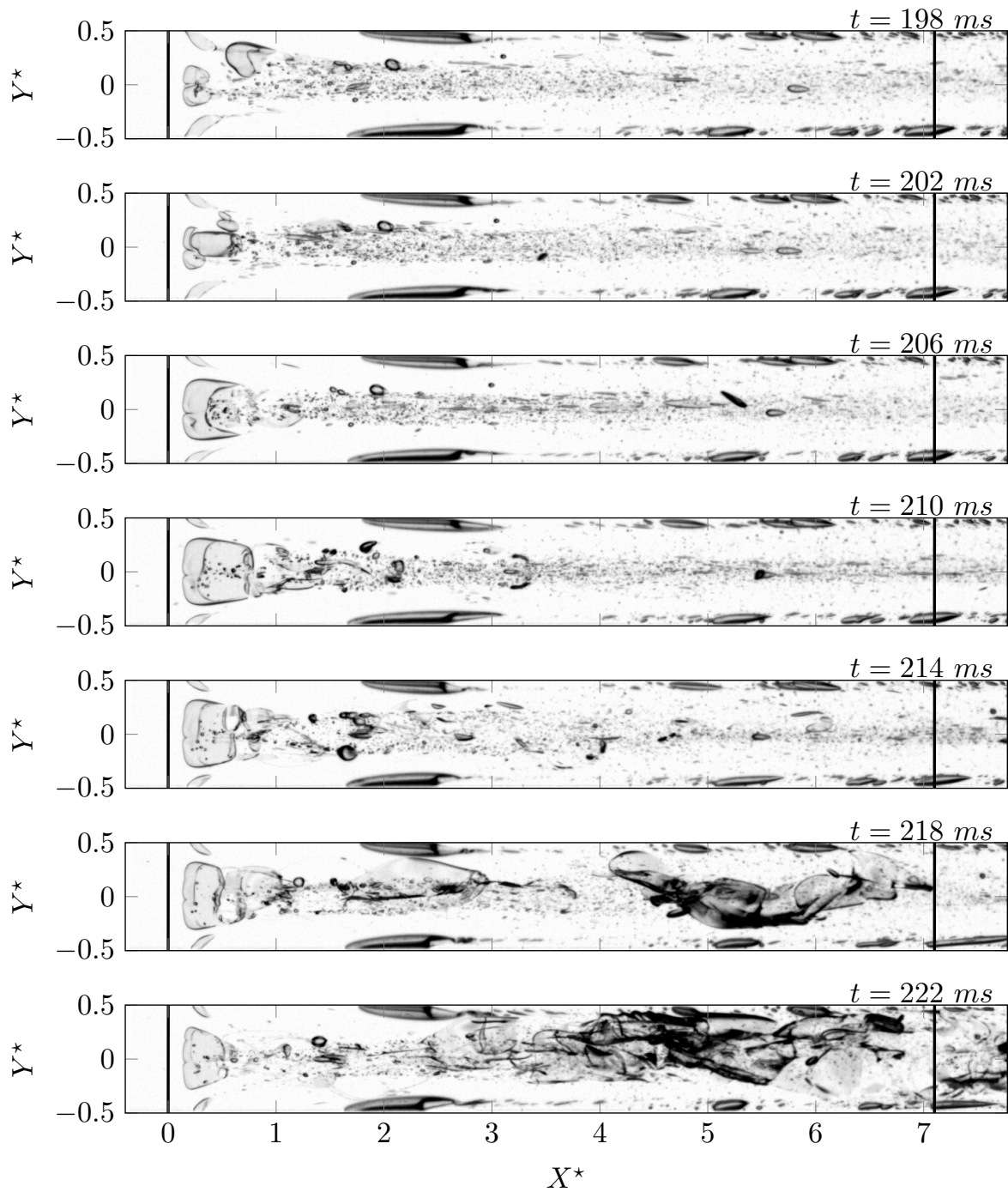


FIGURE B.8 – Vues du dessus de la coalescence de la bulle avec la poche “bande” et de la cavitation par “patch” qui s’en suit observées dans l’huile 47V100 pour $198 < t < 222 \text{ ms}$ avec un pas de temps $\Delta t = 2 \text{ ms}$ ($Re = 1201$ et $\sigma = 5.87$).

Annexe C

Simulations numériques

Sommaire

C.1 Iso-contours de vitesses dans l'huile 47V50	XX
---	----

C.1 Iso-contours de vitesses dans l'huile 47V50

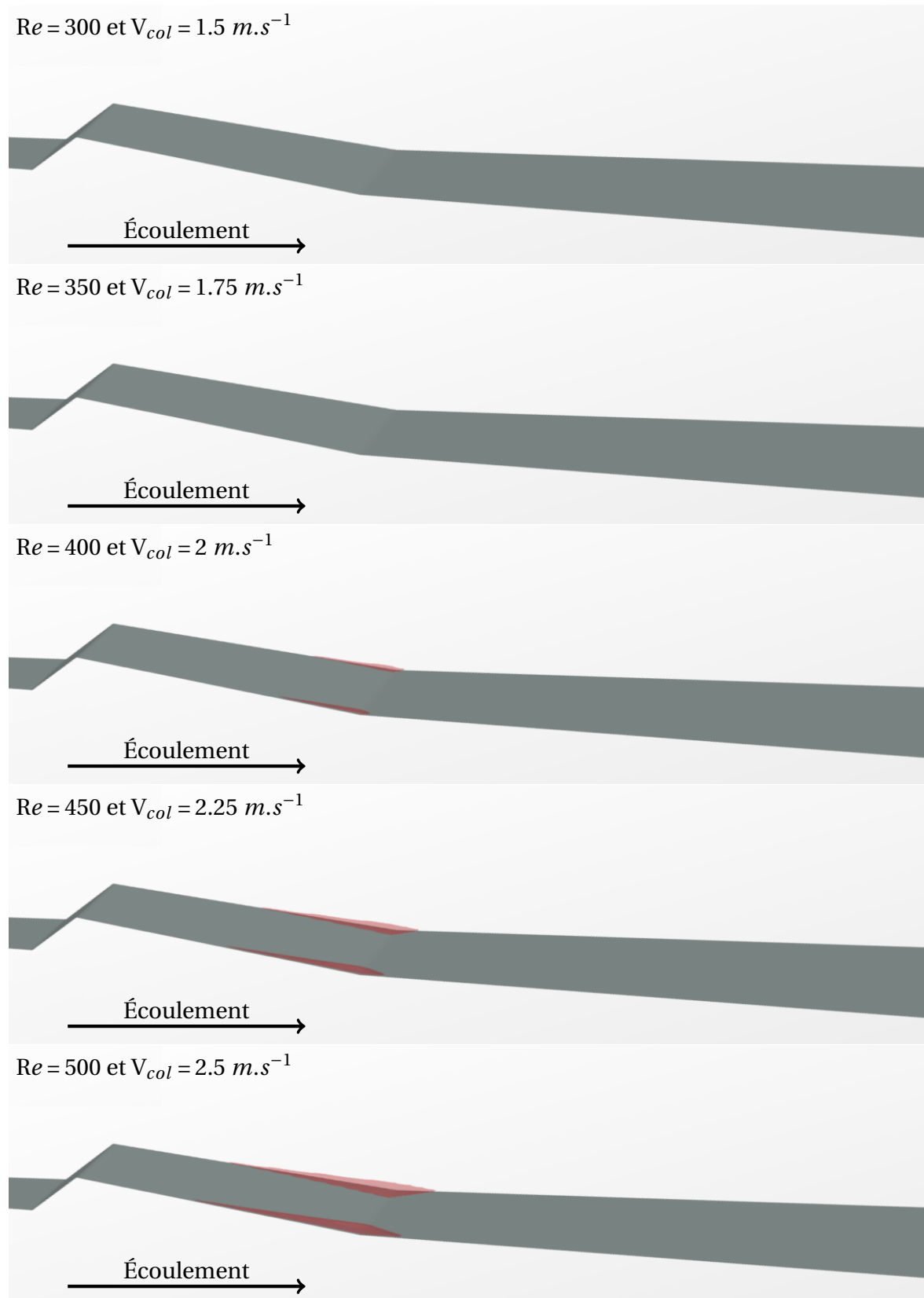


FIGURE C.1 – Iso-contours de vitesses dans le Venturi avec l'huile 47V50 pour $300 < Re < 500$. Les surfaces rouges délimitent les régions de l'écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$.

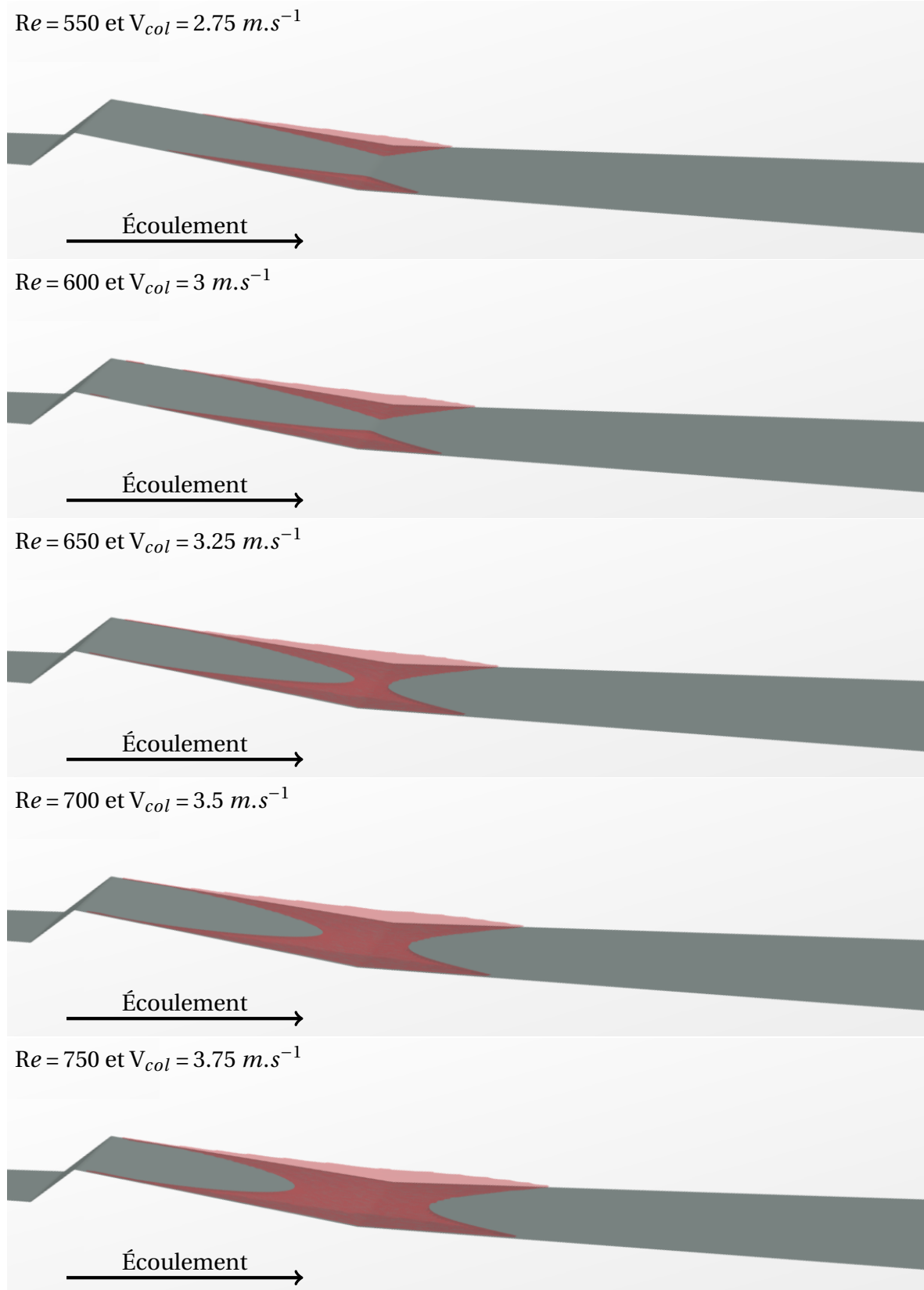


FIGURE C.2 – Iso-contours des vitesses négatives (par rapport au sens de l'écoulement) dans la géométrie Venturi dans l'huile 47V50 pour l'intervalle $550 < Re < 750$. Les surfaces rouges délimitent les régions de l'écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, les surfaces vertes correspondent à $v < -0.07 \text{ m.s}^{-1}$ et les bleues à $v < -0.15 \text{ m.s}^{-1}$.

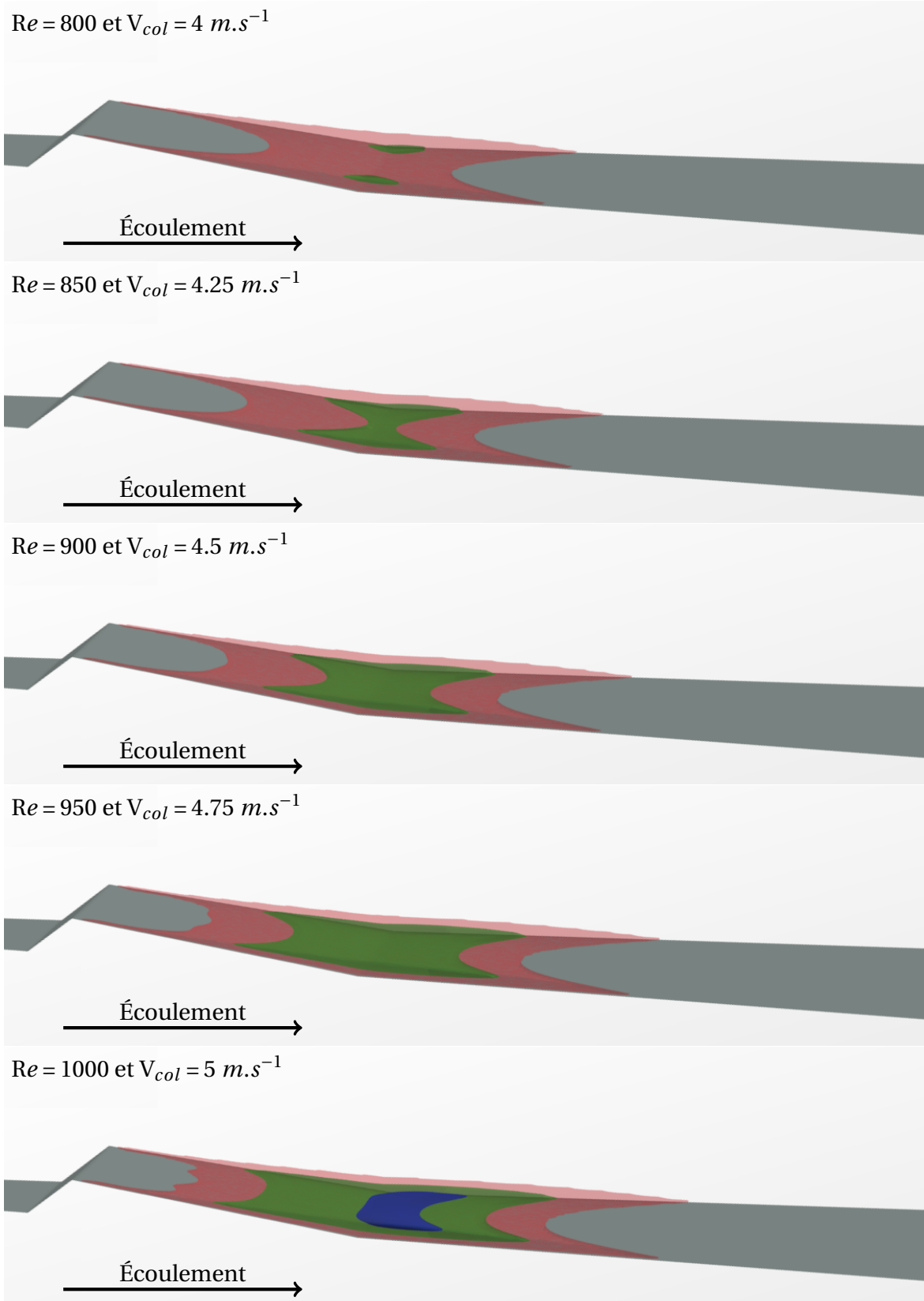


FIGURE C.3 – Iso-contours des vitesses négatives (par rapport au sens de l'écoulement) dans la géométrie Venturi dans l'huile 47V50 pour l'intervalle $800 < Re < 1000$. Les surfaces rouges délimitent les régions de l'écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, les surfaces vertes correspondent à $v < -0.07 \text{ m.s}^{-1}$ et les bleues à $v < -0.15 \text{ m.s}^{-1}$.

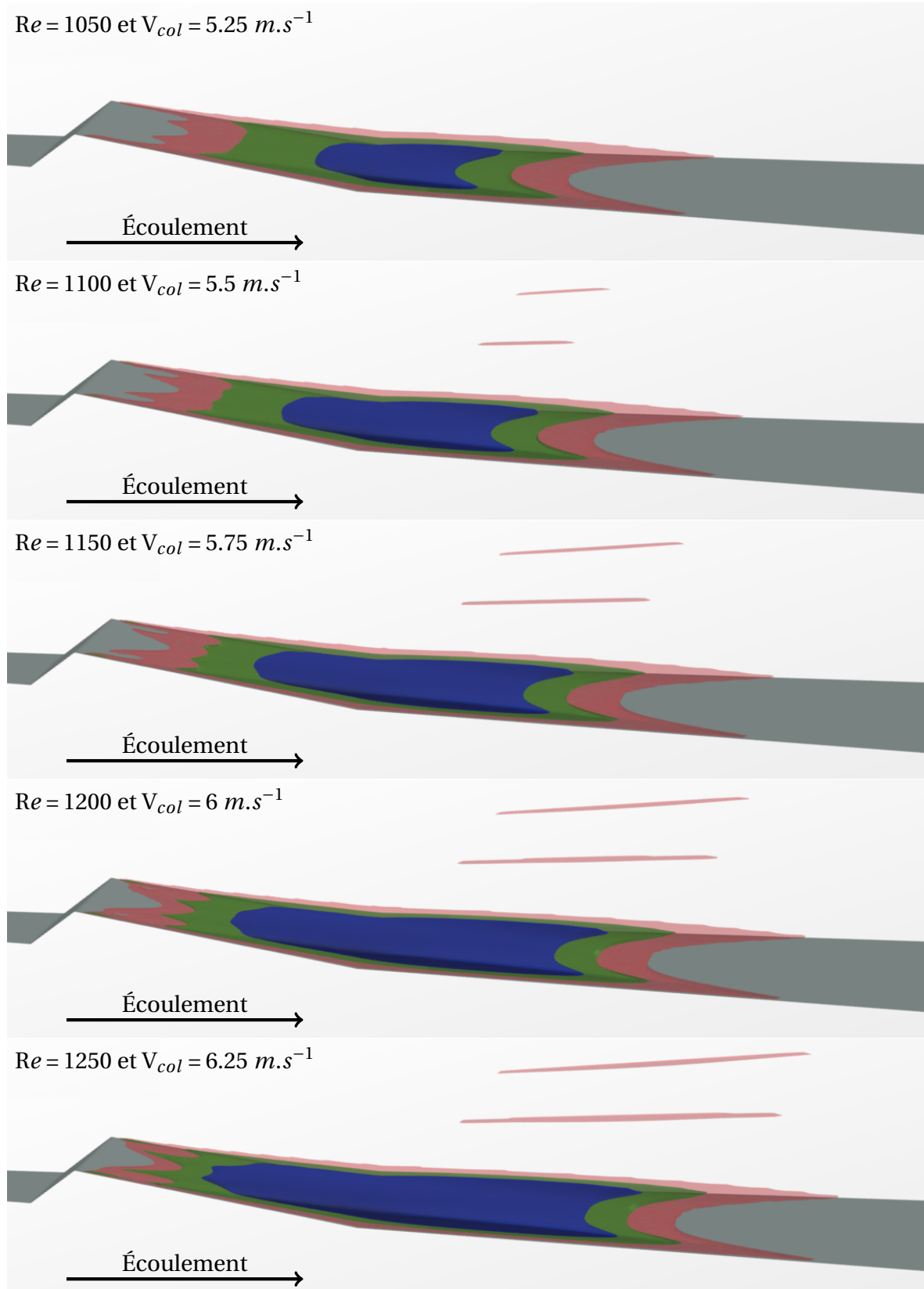


FIGURE C.4 – Iso-contours des vitesses négatives (par rapport au sens de l'écoulement) dans la géométrie Venturi dans l'huile 47V50 pour l'intervalle $1050 < Re < 1250$. Les surfaces rouges délimitent les régions de l'écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, les surfaces vertes correspondent à $v < -0.07 \text{ m.s}^{-1}$ et les bleues à $v < -0.15 \text{ m.s}^{-1}$.

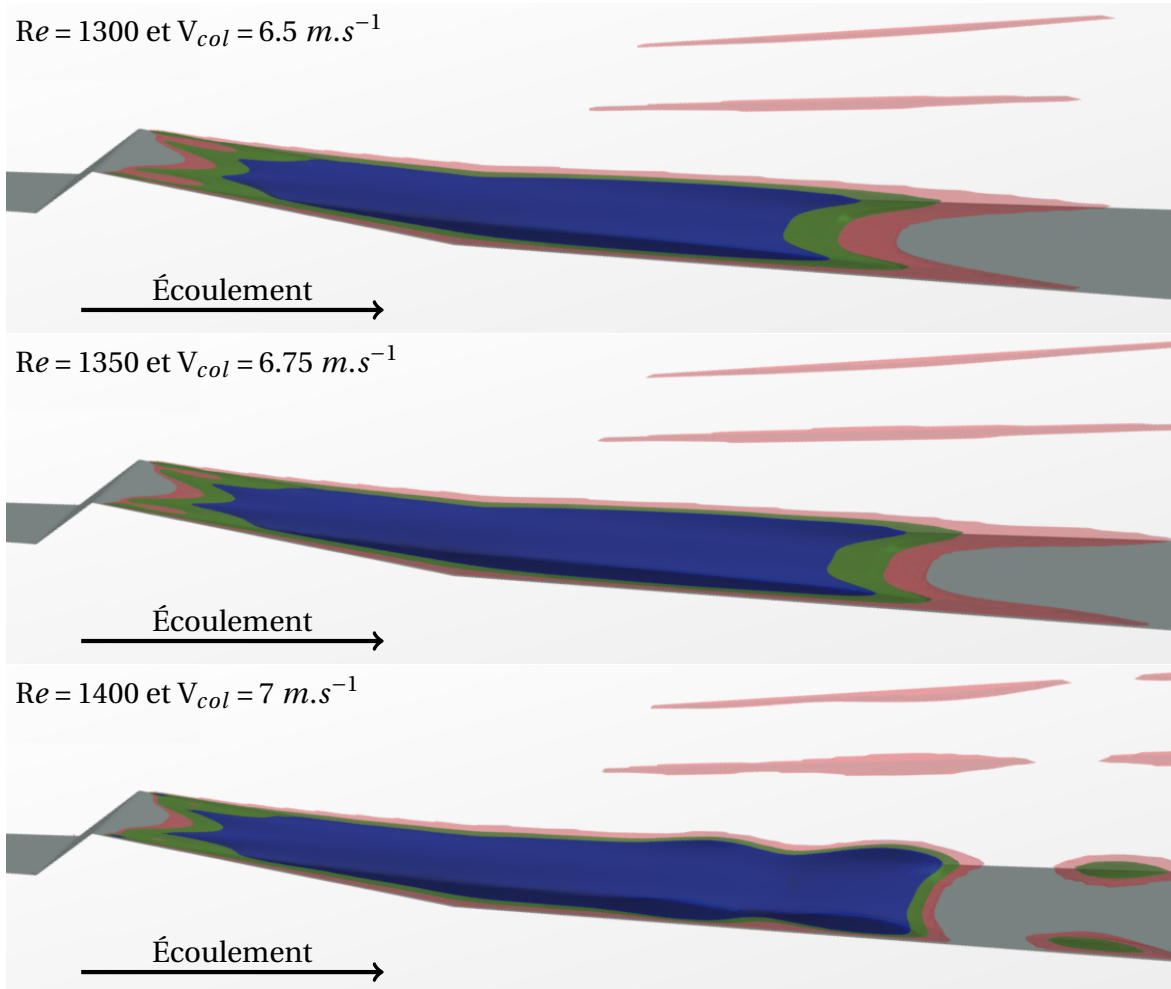


FIGURE C.5 – Iso-contours des vitesses négatives (par rapport au sens de l'écoulement) dans la géométrie Venturi dans l'huile 47V50 pour l'intervalle $1300 < Re < 1400$. Les surfaces rouges délimitent les régions de l'écoulement pour lesquelles $v < -10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, les surfaces vertes correspondent à $v < -0.07 \text{ m.s}^{-1}$ et les bleues à $v < -0.15 \text{ m.s}^{-1}$. La mesure à $Re = 1400$ montre des signes d'instabilités.

