



HAL
open science

Etude expérimentale des écoulements polyphasiques : phénomènes interfaciaux

Mohammed Kemiha

► **To cite this version:**

Mohammed Kemiha. Etude expérimentale des écoulements polyphasiques : phénomènes interfaciaux. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2006. Français. NNT : 2006INPL033N . tel-01752476

HAL Id: tel-01752476

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752476>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE
École Nationale Supérieure des Industries Chimiques
Laboratoire des Sciences du Génie Chimique
École Doctorale RP2E

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine

Spécialité : Génie des Procédés et des Produits

Par

Mohammed KEMIHA

Sujet :

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ÉCOULEMENTS POLYPHASIQUES : PHÉNOMÈNES INTERFACIAUX

Soutenue publiquement le 10 juillet 2006

Membres du jury

Président	Noël MIDOUX, Professeur à l'ENSIC-INPL, Nancy
Rapporteurs	Véronique HALLOIN, Professeur à l'ULB, Bruxelles Henri VAN DAMME, Professeur à l'ESPCI, Paris
Examineurs	Laurence TALINI, M ^d C à l'Université Paris VI Souhila PONCIN, M ^d C à l'ENSIC (co-directrice) Huai Zhi LI, Professeur à l'ENSIC (directeur)

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Monsieur Michel Sardin directeur du LSGC et Monsieur François Lapique, responsable du groupe SYSPOL (*ex-TREP*), pour m'avoir accueilli au laboratoire.

Je tiens également à adresser mes plus vifs remerciements au professeur Huai Zhi Li, mon directeur de thèse, pour la confiance qu'il m'a accordée en me confiant ce sujet de thèse, son soutien permanent, sa rigueur et son envie de partager ses connaissances. Je le remercie pour les discussions fructueuses autour des manip, ses conseils, sa disponibilité, sa patience et sa gentillesse, qu'il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je remercie Madame Souhila Poncin, ma codirectrice de thèse, pour l'intérêt qui a porté au sujet, son enthousiasme qui permet de travailler dans les meilleures conditions, sa gentillesse, sa disponibilité et aussi pour ses conseils précieux concernant les enseignements.

Je tiens à remercier le professeur Noël Midoux, président du jury, d'une part d'avoir accepté de présider le jury et d'autre part pour l'intérêt qui a toujours porté à ce travail, pour les différentes discussions et les explications physiques des phénomènes étudiés autour des expériences.

Mes remerciements vont aussi au professeur Véronique Halloin et au professeur Henri Van Damme, pour avoir accepté de rapporter ce travail ainsi que Madame Laurence Talini, pour la pertinence de leurs remarques durant la soutenance.

Je remercie Eric Olmos pour la simulation numérique par VOF, sa sympathie mais aussi pour l'intérêt qui a porté au sujet de cette thèse (*surtout pour le sillage négatif !*).

Certains des résultats présentés sont à partager avec les étudiants de l'ENSIC, Philippe Lesage (*DEA*) et Joe Kaddoum, Fabrice Lucas et Frédérique Cannevière (*micro-thésards*), qui ont collaboré à ce travail en partie sous ma responsabilité, je vous remercie tous.

Un grand merci au personnel technique du LSGC dans les différents services : Atelier de mécanique, SIRC, EMI, Secrétariat et aussi le technicien du groupe (Patrick Carré).

Je voudrais remercier mes collègues du groupe SYSPOL (*ex-Trep*), pour les moments sympathiques passés au labo, Mathieu et Caroline B. (*mon trinôme du kebabs au Mer Egée !*), Christophe (*le trombino !*), Caroline G. (*binôme des footings à la Pépinière et le long de la Meurthe ...*), et aussi Anis, Marie, Steff, Maud...

Un grand merci à mes amis Marouane, Salah, Karim, Hakim, Samir, Nathalie, Sihem et Samira, pour les soirées algériennes passées ensemble; Foued (*le coiffeur*) pour les conseils économiq (!), Akrama, Farouk, Souhir, Isabelle et Didier pour les moments passés au Resto'U (!), Nader (*le cuisinier*) et Nizar (... *w'ram*) pour les différents plats dégustés en Ramadan, sans oublier les patronnes du pot de thèse (*les Miss "N"*: Nassima, Neila et Nadia, pour l'organisation, les pizzas...

Pour finir je remercie ma mère, mon père, mes frères et sœurs, parce qu'ils ont toujours cru en moi, m'ont toujours fait confiance et aussi pour leur formidable et indispensable soutien permanent, psychologique et physique.

*À mon père, ma mère, mes frères et sœurs,
À ceux qui me sont chers*

Table des matières

Introduction générale	15
I. Dispositifs expérimentaux, méthodes et techniques de mesures	21
I.1. Dispositifs expérimentaux	23
I.2. Visualisation par caméra rapide	24
I.3. Analyse des images	25
I.4. Vélocimétrie par Images de Particules - PIV -	26
I.4.1. Principe de la technique PIV	27
I.4.2. Montage expérimental du système PIV	28
I.5. Les fluides utilisés	31
I.5.1. Notions de rhéologie	31
I.5.2. Fluides newtoniens	33
I.5.3. Fluides non newtoniens	34
I.5.3.1. Viscosité en régime permanent	35
I.5.3.2. Elasticité des solutions	37
I.5.4. Sphères rigides utilisées	39
I.6. Caractérisation des écoulements	40
I.6.1. Cas des fluides newtoniens	40
I.6.2. Cas de fluides non newtoniens	40
II. Ecoulement autour de sphères rigides en sédimentation dans des solutions polymériques	43
II.1. Revue bibliographique	45
II.1.1. Sédimentation en milieu newtonien	45
II.1.2. Sédimentation d'une sphère en milieu viscoélastique et rhéofluidifiant	47
II.1.3. Coefficient de traînée	48
II.1.4. Effet de paroi	49
II.1.5. Champs de vitesses autour d'une sphère et sillage négatif	51
II.1.6. Interactions entre les sphères	53
II.1.7. Objectif du travail	55
II.2. Coefficient de traînée d'une sphère en sédimentation	55
II.3. Champ de vitesses autour d'une sphère isolée	57
II.3.1. Cas de la solution 0,5% PAAM	57
II.3.2. Cas de la solution 1% PAAM	63
II.4. Caractéristiques du sillage d'une sphère dans le PAAM	69
II.4.1. Angle d'ouverture du cône creux	69
II.4.1.1. Effet de la viscosité	69
II.4.1.2. Effet de l'élasticité	69
II.4.1.3. Effet de la viscoélasticité	71

II.4.2. Longueur du sillage négatif	72
II.4.3. Distance minimale entre le sillage négatif et la sphère	73
II.5. Simulation de sphère isolée par l'approche Lattice Boltzmann	74
II.6. Relaxation du fluide après le passage d'une sphère	78
II.7. Interactions entre sphères dans des solutions de PAAm	80
II.7.1. Visualisation par caméra rapide	80
II.7.1.1. Cas du rapprochement entre deux sphères en interaction	81
II.7.1.2. Cas de la séparation de deux sphères en interaction	84
II.7.1.2.1. Cas d'une séparation avec éloignement	84
II.7.1.2.2. Cas d'un intervalle régulier	87
II.7.2. Champs de vitesses autour de sphères en interaction	90
II.7.3. Simulation par LB de la sédimentation de deux sphères	96
II.8. Conclusion	97

III. Ascension de bulles dans des fluides non newtoniens : interactions et coalescences **99**

III.1. Revue bibliographique	102
III.1.1. Cas d'une bulle isolée	102
III.1.1.1. Vitesse ascensionnelle	102
III.1.1.2. Forme des bulles	105
III.1.1.3. Champ de vitesses autour d'une bulle	106
III.1.2. Interaction hydrodynamique entre bulles	108
III.1.2.1. Physique du phénomène de coalescence	109
III.1.2.2. Interactions des bulles dans un fluide non newtonien	109
III.1.2.3. Champs de vitesses autour de bulles en coalescence	110
III.1.2.4. Paramètres agissant sur la coalescence	111
III.2. Ascension d'une bulle isolée dans des solutions de PAAm	112
III.2.1. Cas de la solution PAAm 0,5%	112
III.2.2. Cas de la solution 1% PAAm	114
III.2.3. Comparaison des résultats	116
III.2.4. Variation de l'angle du cône creux θ	116
III.2.5. Relaxation du fluide : phénomène du "Dumping"	119
III.2.6. Origine du sillage négatif	121
III.3. Coalescence de bulles dans des fluides viscoélastiques	121
III.3.1. Interaction et coalescence en ligne	122
III.3.2. Interaction et coalescence latérale	124
III.3.3. Interaction latérale et séparation	125
III.3.4. Contournement d'une bulle suivi d'une coalescence en ligne	127
III.3.5. Discussion des résultats	129
III.4. Conclusion	129

IV. Traversée d'une interface liquide–liquide par une inclusion	131
IV.1. Revue bibliographique	133
IV.1.1. Ascension de bulle en milieu newtonien	133
IV.1.1.1. Forces en présence	133
IV.1.1.2. Vitesse terminale ascensionnelle des bulles	134
IV.1.1.3. Forme des bulles	135
IV.1.1.4. Sillage de bulles	136
IV.1.2. Traversée d'une interface liquide–liquide par une inclusion	137
IV.1.2.1. Cas d'ascension d'une bulle ou une goutte	137
IV.1.2.2. Cas de sédimentation d'une sphère rigide	139
IV.1.3. Notions sur les instabilités de Rayleigh–Taylor et Kelvin–Helmholtz	140
IV.1.4. Simulation par la méthode VOF	142
IV.2. Traversée d'une interface liquide–liquide par une bulle	142
IV.2.1. Présentation des expériences	143
IV.2.1.1. Description du phénomène	143
IV.2.1.2. Systèmes eau–huile de silicone	144
IV.2.1.3. Systèmes 25% d'Emkarox–huile de silicone	148
IV.2.1.4. Systèmes 65% Emkarox–huile de silicone	151
IV.2.1.5. Systèmes PAAm–huile de silicone	153
IV.2.2. Paramètres agissant sur la traversée de l'interface liquide–liquide	156
IV.2.2.1. Effet hydrodynamique (diamètre de la bulle)	156
IV.2.2.2. Effet physicochimique de l'interface liquide–liquide	157
IV.2.3. Champs de vitesse autour d'une bulle à la traversée d'une interface	165
IV.2.4. Simulation numérique par la méthode VOF (Volume Of Fluid)	169
IV.2.4.1. L'approche Volume Of Fluid (VOF)	169
IV.2.4.2. Simulation	170
IV.2.4.3. Résultats numériques	170
IV.3. Traversée d'une interface liquide–liquide par une sphère rigide	174
IV.3.1. Présentation des expériences	174
IV.3.1.1. Description du phénomène	174
IV.3.1.2. Systèmes eau–huile de silicone	176
IV.3.1.3. Systèmes 25% Emkarox–huile de silicone	181
IV.3.1.4. Systèmes 50% Emkarox–huile de silicone	187
IV.3.1.5. Systèmes 65% Emkarox–huile de silicone	192
IV.3.2. Récapitulatif et discussion des résultats	201
IV.3.3. Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	203
IV.4. Conclusion	206

V. Etude de bulles toriques dans l'eau	207
V.1. Introduction	209
V.2. Description du phénomène	210
V.3. Revue bibliographique	210
V.4. Dispositif et démarche expérimentaux	217
V.4.1. Montage expérimental	217
V.4.2. Démarche expérimentale	219
V.5. Bulle torique: de sa formation à sa disparition	220
V.6. Formation de la bulle torique	221
V.6.1. Description de la formation	221
V.6.2. Champs de vitesses autour d'une bulle à la formation	226
V.7. Visualisation de l'ascension de bulles toriques	227
V.7.1. Images de bulles toriques en ascension par la caméra rapide	227
V.7.2. Evolution de la vitesse et du diamètre externe de la bulle	230
V.8. Champ de vitesses autour d'une bulle torique	235
V.9. Stabilité et désintégration de la bulle torique	241
V.10. Conclusion	246
Conclusion générale	247
Perspectives	251
Références bibliographiques	259
Annexes	269

Nomenclature

Symboles latins

a	Le rayon de la section du tore	m
\vec{c}_i	Une vitesse d'un réseau LB	m.s ⁻¹
C_d	Coefficient de traînée	-
D	Dimension caractéristique de la colonne à bulle	m
d, d_{eq}	Diamètre ou diamètre équivalent d'inclusion	m
d_e	Diamètre externe de la bulle torique	m
d_i	Distance initiale entre deux sphères successives	m
D_{NS}	Distance minimal entre la sphère et le sillage négatif	m
e	Distance horizontale entre les axes de deux sphères	m
F	Force	N
F_m	Forces de poussée d'Archimède	N
f_p	Facteur de correction (effet de bords)	-
F_T	Forces de traînée	N
F_{TS}	Force de tension de surface de VOF	N
G'	Module élastique	Pa
g	Accélération de la pesanteur	m.s ⁻²
G''	Module visqueux	Pa
$G(t)$	Module viscoélastique	Pa
H	La position axiale dans la colonne	m
h_{max}	Longueur d'étirement de l'interface	m
K	Indice de consistance	Pa.s ⁿ
L_{NS}	Longueur du sillage négatif	m
M_w	Masse molaire	kg.mol ⁻¹
n	Indice d'écoulement	-
N_1	Première différence des contraintes normales	Pa
p	pression	Pa
P_r	Pression dans le réservoir tampon	bar
R, r	Rayon ou rayon équivalent d'inclusion	m
$R_{critique}$	Rayon critique	m
S	L'aire de la section du tore	m ²
t	Temps	s

t_c	Temps caractéristique	s
t_{flow}	Temps caractéristique de l'écoulement	s
t_i	Temps d'injection (ouverture de l'électrovanne)	s
t_p	Temps de passage à l'interface	s
t_r	Temps de rétention à l'interface	s
U, \mathbf{u}	Vitesse	m.s^{-1}
U_b	Vitesse ascensionnelle de la bulle	m.s^{-1}
U_s	Vitesse de sédimentation d'une sphère	m.s^{-1}
V, V_b	Volume	m^3
X	Position latérale	m
Y ou Z	Position axiale	m
f_i	PPDF d'une direction dans un modèle LB	-
f_i^{eq}	PPDF d'équilibre d'une direction dans un modèle LB	-

Symboles grecs

α	Taux de vide	-
Γ	La circulation autour du tore	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
γ	Rapport de masses volumiques	-
$\dot{\gamma}$	Vitesse de cisaillement	s^{-1}
η	Viscosité	Pa.s
η_0	Viscosité à cisaillement nul	Pa.s
η_∞	Viscosité à cisaillement infini	Pa.s
η_G	Viscosité du gaz	Pa.s
η_L	Viscosité du liquide	Pa.s
κ	Rapport de viscosité	-
λ	Temps caractéristique de modèles rhéologiques	s
$\lambda_{\text{absorption}}$	Longueur d'onde d'absorption des particules fluorescentes	m
$\lambda_{\text{émission}}$	Longueur d'onde d'émission des particules fluorescentes	m
λ_{laser}	Longueur d'onde de la nappe laser	m
θ	Angle du cône ascendant ou descendant	rad
ρ	Masse volumique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_G	Masse volumique du gaz	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_L	Masse volumique du liquide	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_s	Masse volumique de sphère rigide	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
σ	Tension de surface (superficielle ou interfaciale)	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$
τ	Contrainte de cisaillement	Pa
ω	Fréquence LB	-

Nombres adimensionnels

Bo	Nombre de Bond	-
Ci	Nombre caractéristique de l'interface	-
De	Nombre de Deborah	-
Eo	Nombre d'Eötvös	-
Mc	Nombre de Mach viscoélastique	-
Mo	Nombre de Morton	-
Re, Rep	Nombre de Reynolds (écoulement, particulière ou généralisé)	-
We	Nombre de Weber	-

Abréviations

BIM	Boundary Integral Method
CMC	Carboxy Méthyl Cellulose
HV 45	Emkarox (Poly Alkylene glycol)
LB	Lattice Boltzmann
LDV	Laser Doppler Velovimetry
PAAm	Poly Acryl Amide
PIV	Particle Image Velocimetry
PPDF	Particle Probability Density Functions
VOF	Volum Of Fluid

Introduction générale

Introduction générale

Les écoulements polyphasiques (gaz–liquide et/ou solide) interviennent dans de nombreux procédés industriels. Parmi ces procédés nous citerons le dégazage des graisses, le crackage du pétrole, le traitement de l'eau, la dévolatilisation de polymères et de lubrifiants, les bio-procédés. Les champs d'applications comprennent: cosmétique, fermenteurs aérés, élaboration de nouveaux matériaux, sûreté d'installations due aux mousses et à la décharge, agroalimentaire, pétrochimie etc... Ces systèmes sont généralement le siège de transferts de chaleur et de matière, le plus souvent accompagnés de réactions chimiques. Dans ce contexte, l'efficacité de transferts et de réactions constitue un enjeu de première importance qui dépend essentiellement de la nature des interfaces gaz–liquide ou solide–liquide présentes dans de tels systèmes.

Dans ces systèmes polyphasiques, la phase dispersée peut être constituée de bulles, de gouttes ou de particules rigides, tandis que la phase continue peut être newtonienne comme l'eau par exemple ou non newtonienne comme les fluides alimentaires ou pétroliers. Le dimensionnement des réacteurs dans lesquels on réalise ces écoulements ou la simulation sont généralement basés sur une approche macroscopique classique en considérant le réacteur comme une boîte noire et en estimant les paramètres hydrodynamiques et de transfert globaux à partir de corrélations empiriques établies pour des conditions opératoires et un système donnés. Sachant que ces corrélations ne sont généralement pas extrapolables à d'autres géométries de réacteurs et de systèmes (G-L ou G-L-S), cette démarche a parfois conduit à sur ou sousdimensionner des réacteurs. Pour éviter ce genre de problèmes, il est donc nécessaire de comprendre les phénomènes à l'échelle microscopique ou mésoscopique (*figure 1*), compte tenu de leur rôle important sur le comportement d'ensemble du système. Le recours à l'expérience s'avère donc indispensable pour caractériser ces écoulements, ceci passe donc par l'obtention de mesures locales des différentes grandeurs permettant une description détaillée du système. Pour cela, notre équipe de recherche s'est orientée vers une nouvelle approche multi-échelle et pluridisciplinaire. Notre équipe s'est ainsi dotée d'un système PIV "Particle Image Velocimetry" qui permet d'obtenir des informations locales utiles telles que les mesures des champs de vitesses qui représentent un paramètre clé pour l'étude de l'hydrodynamique au sein de ces écoulements. A l'échelle microscopique, la prédiction de la génération des interfaces et du mouvement relatif des inclusions (gaz ou solide) pourra ainsi être réalisée à partir de ces

mesures. Les informations ainsi obtenues permettront de passer à l'échelle mésoscopique afin de comprendre et de décrire les interactions entre inclusions (bulles ou particules solide) en prenant en compte le comportement rhéologique du fluide.

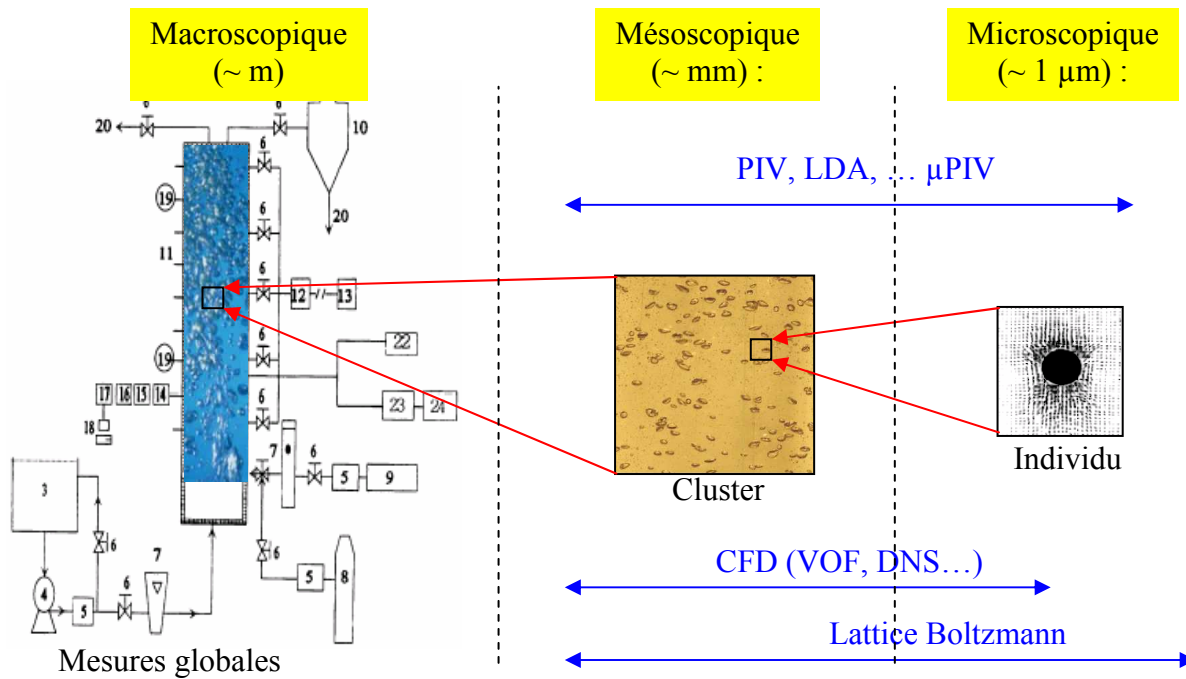


Figure 1. Différentes échelles en écoulement

Les problèmes liés à la simulation numérique de ces écoulements polyphasiques à inclusions sont loin d'être résolus du fait de l'implantation de modèles physiques souvent inadéquats dans les codes de calcul. Les mesures locales ainsi obtenues par l'expérience permettront d'améliorer l'utilisation des approches physiques à l'échelles microscopique et mésoscopique telles que l'approche Lattice Boltzmann et de mieux comprendre le comportement macroscopique à l'échelle du réacteur et à terme d'améliorer les modèles physiques implantés dans les codes de simulation CFD.

L'objectif fixé pour cette étude est de mieux appréhender les phénomènes physiques liés aux écoulements d'inclusions dans des systèmes bi et triphasiques comportant des fluides newtoniens ou non newtoniens, en utilisant des techniques de mesures de pointe, en particulier, la technique PIV pour obtenir les champs de vitesses et la visualisation par une caméra rapide.

Plan de l'étude

Trois volets composent ce mémoire. Le premier concerne les écoulements autour des inclusions en mouvement dans des fluides non newtoniens. Le second volet porte sur la traversée d'une interface liquide–liquide par une particule (sphère rigide ou bulle). Enfin, le troisième est consacré à l'étude du comportement des bulles toriques dans l'eau. Ce rapport est organisé de la manière suivante:

Le premier chapitre comprend la présentation des différents dispositifs expérimentaux, techniques de mesures et fluides utilisés dans ce travail. Le second est consacré à l'étude des écoulements autour de sphères isolées et autour de sphères en interaction sédimentant dans des fluides non newtoniens. Dans le troisième chapitre, les caractéristiques de l'écoulement autour de bulles d'air isolées dans des fluides non newtoniens ainsi que les différents scénarios de coalescence entre deux bulles dans un train ont été étudiés. Le quatrième chapitre est consacré à l'étude expérimentale du phénomène de traversée d'une interface liquide–liquide par une bulle d'air ou une sphère rigide, le système liquide–liquide étant constitué de fluides non newtoniens et/ou newtoniens. Le cinquième chapitre concerne le comportement des bulles toriques dans l'eau, notamment la formation, l'ascension, la stabilité et la comparaison entre ces bulles et celles générées par les dauphins. Enfin, une conclusion générale, suivie de perspectives reprendra les principaux résultats obtenus dans ce travail.

Chapitre I
Dispositifs expérimentaux,
méthodes et techniques de mesures

Chapitre I

Dispositifs expérimentaux, méthodes et techniques de mesures

Les différentes techniques de mesures expérimentales utilisées dans cette étude seront exposées dans ce chapitre. On portera une attention particulière aux deux techniques de mesure disponibles au LSGC, et permettant de caractériser les différents écoulements, à savoir, la technique de visualisation avec un système vidéo numérique rapide à 950 images par seconde et la vélocimétrie par images de particules communément appelée PIV (*Particle Image Velocimetry*). La caméra rapide à grande vitesse a permis de visualiser des phénomènes très rapides que l'on ne peut voir à l'oeil nu, nous permettant ainsi de mieux les décrire et les comprendre. La technique PIV nous a notamment permis d'accéder aux champs de vitesses et de vorticités, des divers écoulements obtenus dans les différentes situations étudiées dans ce travail.

I.1. Dispositifs expérimentaux

Nous disposons de trois colonnes à bulles en Plexiglas de taille différente et construites par l'atelier de mécanique du LSGC. Chacune de ces colonnes est munie d'une buse d'injection en PVC interchangeable et centrée en son fond. Les colonnes sont de section carrée et ont les dimensions suivantes :

- grande colonne : 18 cm de côté et 100 cm de hauteur
- colonne moyenne : 12 cm de côté et 70 cm de hauteur
- petite colonne : 6 cm de côté et 50 cm de hauteur

Deux montages différents ont été utilisés afin de modifier le type d'injection du gaz, l'un permettant une injection continue et le second une injection discontinue (figure I.1).

Dans le montage à injection continue, l'air arrivant de la bouteille passe dans un rotamètre (AALBORG Monsey, New York) permettant de lire son débit, avant d'être injecté à travers l'orifice de la buse d'injection située au fond de la colonne. Dans le cas du système à injection discontinue, le rotamètre est remplacé par un réservoir tampon en acier d'un litre de volume, relié à une

électrovanne. Cette dernière est commandée par ordinateur à l'aide d'un programme développé grâce au logiciel d'acquisition et contrôle TestPoint 4.0 (Capital Equipment Corporation) et placée au plus près de l'injecteur. Le réservoir tampon a pour rôle de compenser une éventuelle chute de pression à l'injection.

Dans chacune des parties de cette étude, nous préciserons, lorsque cela est nécessaire, la colonne utilisée ainsi que les détails du système d'injection de chaque montage.

Le volume des bulles injectées au fond de la colonne est contrôlé en agissant soit sur le temps d'ouverture de l'électrovanne, soit sur la pression dans le réservoir tampon, sachant que le volume des bulles augmente avec pression.

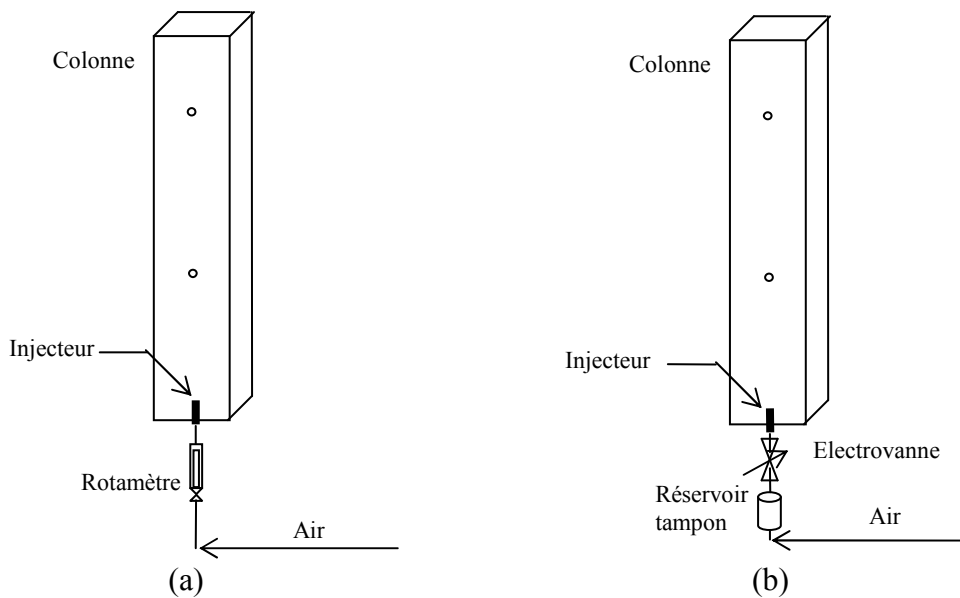


Figure I.1. Montage expérimental. (a) à injection continue et (b) à injection discontinue.

I.2. Visualisation par caméra rapide

La visualisation des différents phénomènes rencontrés lors de cette étude est réalisée par un système vidéo rapide (Vidéo Numérique Rapide VNR 950 de *SYMA INDUSTRIE*). Il contient un ordinateur de contrôle muni d'un logiciel d'acquisition pour commander les prises de vue et stocker les films et une caméra numérique rapide de type CCD avec une résolution de 256 x 256 pixels. Ce système vidéo permet d'enregistrer jusqu'à 950 images par seconde à 255 en niveau de gris, sur 8

bits. Chaque prise de film est limitée à 3283 images en raison de la mémoire de la carte. De plus, une gamme d'objectifs et un zoom peuvent être placés sur la caméra selon l'échelle du phénomène.

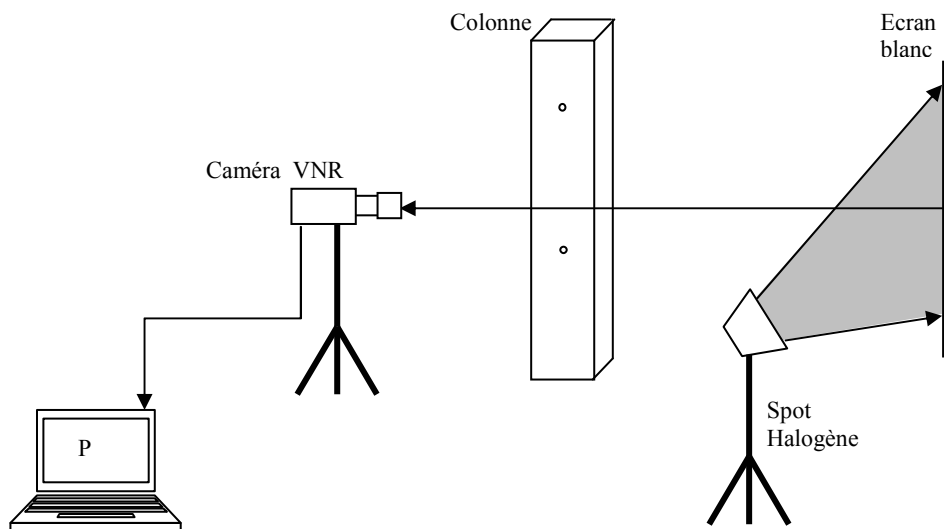


Figure I.2. Système de visualisation numérique.

D'autre part, compte tenu de la vitesse de prise de vue, l'éclairage doit être assez important, c'est pourquoi on utilise un projecteur halogène de 800 W muni d'un variateur de puissance nous permettant de réajuster l'éclairage selon la fréquence de prise de vue. De plus, sachant que le contraste entre l'inclusion et le reste du fluide doit être conséquent, nous avons été amenés à filmer les inclusions (bulles ou sphères rigides) en présence de lumière indirecte, de sorte que le contour de l'inclusion plus sombre que le milieu soit plus net. On éclaire ainsi, avec le projecteur une plaque blanche située derrière la colonne et qui réfléchit la lumière vers la colonne et la caméra (*figure I.2*). Les images prises sont ensuite analysées à l'aide d'un logiciel d'analyse d'image. Des précisions concernant le traitement de ces images seront données ci-après.

I.3. Analyse des images

Après avoir réalisé les films et afin de pouvoir quantifier les phénomènes observés, nous avons utilisé un logiciel de traitement d'image. Nous disposons pour cela de deux logiciels d'analyse d'image, Visilog version 5.4 et Image Pro Plus version 4.5. Le principe du traitement est essentiellement le même. Pour tenir compte de l'échelle réelle du phénomène, un calibrage des images à partir d'images représentant un objet de dimension connue (dans notre cas un réglet

gradué) est nécessaire. Le logiciel permet plusieurs manipulations, nous avons essentiellement utilisé :

- La calibration pour avoir l'échelle réelle de l'image
- La segmentation : conversion en images binaires (bulle blanche sur fond noir)
- Le filtrage : application de filtre pour l'augmentation de la netteté, et traçage des contours d'objet,...).
- Des retouches diverses (de luminosité, contraste ...)
- Mesures automatiques (ou manuelles) sur les images binaires (coordonnées du centre de gravité de l'objet, l'aire et la circularité de l'objet, angle par rapport à la verticale...)

De plus, le logiciel permet l'automatisation des opérations de traitement des images et cela par la programmation des macros en langage Visual Basic pour Image Pro Plus et en C++ pour Visilog. Les résultats des mesures sont ensuite exportés dans Excel afin de poursuivre leur traitement. La réalisation dans Excel d'une macro s'est avérée nécessaire afin de réorganiser les résultats bruts et automatiser la création des graphiques.

La précision des mesures effectuées dépend principalement de la résolution des images et de la taille de l'inclusion filmée (bulle ou sphère). Dans tous les cas, l'erreur absolue maximale est de 2 pixels sur la taille de l'inclusion (1 pixel à chaque extrémité).

I.4. Vélométrie par Images de Particules - PIV -

La vélocimétrie par images de particules (PIV) est une technique optique non intrusive permettant d'évaluer un champ instantané de vitesses en fonction du temps dans un plan de l'écoulement étudié. Cette aptitude à accéder à la répartition spatiale du vecteur vitesse en fait une technique de vélocimétrie complémentaire aux techniques déjà existantes telle que LDV (Vélocimétrie Laser à effet Doppler) par exemple. Elle a fait son apparition dans le monde scientifique depuis une quinzaine d'années, notamment, en mécanique des fluides et en génie des procédés dans les études des écoulements de gaz, de liquide et gaz/liquide.

I.4.1. Principe de la technique PIV

La vélocimétrie par images de particules est basée sur le suivi de particules jouant le rôle de traceurs et entraînées par le fluide pour mesurer la vitesse. Toutefois, plutôt que de concentrer la lumière dans un petit volume de mesure (comme dans le cas de la LDV), une section de l'écoulement est illuminée. Cet éclairage est produit à l'aide de nappes laser lumineuses très

minces permettant d'exciter ou simplement d'illuminer les particules utilisées comme traceur selon que celles-ci soient fluorescentes ou non, afin de les localiser à des instants successifs à l'aide d'une caméra. Le déplacement local de chacune des particules dans le fluide donne accès à un vecteur instantané de vitesse. En considérant, le déplacement de plusieurs particules, on accède alors au champ instantané des vitesses. Le principe de base de la PIV est donc simple : la vitesse instantanée d'un fluide est mesurée par la détermination des déplacements de traceurs illuminés par une nappe laser. La mesure est accomplie en quatre étapes : la première consiste à ensemencher le fluide par des particules traçantes, la seconde est d'illuminer le plan d'écoulement par une nappe laser. La troisième est d'enregistrer les images, tandis que la dernière correspond aux traitements et post-traitements de ces dernières permettant la détermination des déplacements des traceurs.

I.4.2. Montage expérimental du système PIV

Nous disposons au LSGC d'un système PIV acquis en juin 2002 et commercialisé par *Dantec Dynamics*. Dans le paragraphe qui suit (figure I.3), on décrit les composantes de ce système selon leur rôle dans le fonctionnement de la technique PIV.

➤ Illumination

Pour assurer l'illumination de l'écoulement nécessaire pour la technique, notre système dispose de deux lasers Nd-Yag pulsés de classe 4 (*SOLO-I-15 PIV* de *New Wave Research*). L'énergie que ces sources peuvent produire est de 15 millijoules. Ces lasers permettent l'émission d'une lumière verte de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, pour une durée d'environ 8 à $10 \cdot 10^{-9}$ s, avec des écarts entre émissions variant de moins d'une microseconde à quelques millisecondes. Nos lasers Nd-Yag sont également conçus de telle sorte qu'ils puissent assurer une séquence d'éclairement répétée à une fréquence de 15 Hz.

Les deux faisceaux lasers traversent une lentille cylindrique qui les transforme en une nappe laser de forte intensité lumineuse, et de faible épaisseur (2.5 mm maximum). Les deux faisceaux sont focalisés et superposés sur la zone de mesure pour avoir une nappe laser.

➤ Ensemencement par des particules traceurs

La PIV permet de mesurer la vitesse des particules de traceur ajoutées à la phase liquide. Il est donc essentiel que celles-ci suivent correctement l'écoulement du fluide; elles doivent donc être de très petite taille. Comme les particules employées en LDV satisfont à ces contraintes, elles peuvent être utilisées en toute confiance en PIV. Elles doivent toutefois produire suffisamment de lumière diffusée pour pouvoir assurer un enregistrement, ce qui interdit l'usage de particules trop

petites. Le plus souvent, on utilise des diamètres de particules allant de 1 à 10 microns dans les gaz et jusqu'à 50 microns dans les liquides. Il est très important de noter que l'image enregistrée est normalement plus grande que sa taille théorique, facteur de grossissement compris. En effet, dans cette gamme de diamètres de particules, la dimension de l'image est principalement déterminée par la diffraction de l'objectif utilisé.

Nous disposons de deux types de traceurs de *Dantec Measurement Technology*:

- Particules traceurs argentées, constituées de microsphères en verre creuses argentées de taille allant de 10 à 30 μm (diamètre moyen de 15 microns) et d'une masse volumique de 1,4 g/cm^3 . Ces particules ont été utilisées pour les fluides non translucides dans notre étude, (l'eau et les huiles), où la lumière émise est bien détectée par les caméras de PIV.
- Particules traceurs fluorescentes, constituées de particules de Rhodamine B (*MF-RhB-Partikel-G020*) de taille allant de 1 à 20 μm . Ces particules fluorescentes présentent un maximum d'absorption pour une longueur d'onde proche de celle du laser ($\lambda_{\text{absorption}} = 550 \text{ nm}$), et un maximum d'émission pour une longueur d'onde $\lambda_{\text{émission}} = 575 \text{ nm}$. Un filtre orange doit ainsi être placé devant la caméra pour arrêter la lumière du laser, de sorte que seules les particules fluorescentes soient vues. Ce traceur a été utilisé pour les fluides translucides dans notre étude, (les solutions de PolyAcryl Amide (PAAm) et le Emkarox) afin d'améliorer la reconnaissance des particules par les caméras.

➤ **Enregistrements des images**

L'enregistrement des images est assuré, pour un écoulement bidimensionnel, par au moins une des deux caméras dont nous disposons avec le système PIV. Ce sont deux caméras de type CCD (*Charge Coupled Device*) à double image (*80C42 Double Image 700 camera, Kodak*), d'une résolution de 768x484 pixels, en niveau de gris de 255 niveaux codés sur 8 bytes et qui permettent ainsi, d'enregistrer un doublet d'images très rapprochées (de 2×10^{-6} à 66×10^{-3} s). Chaque caméra est limitée à une fréquence de prise de vue de 30 Hz et munie d'un objectif du type Nikon micro-nikkor. Pour détecter les particules fluorescentes, la caméra est dotée d'un filtre monté en amont de l'objectif. Ces caméras permettent de visualiser immédiatement les images saisies et d'en évaluer la qualité. Les principaux facteurs d'évaluation sont le niveau d'exposition, la mise au point et la concentration en traceur. Le temps entre les deux images est ajusté selon la vitesse du phénomène de façon à avoir un déplacement visible des particules traçantes.

Un processeur *FlowMap 1500* assure le contrôle, l'acquisition des images et la synchronisation entre les systèmes d'illumination (laser) et de prise de vue (caméras). Le procédé est alors entièrement électronique puisque la caméra est directement reliée au processeur qui est à son tour relié à l'ordinateur qui assure l'analyse des images. L'avantage de l'ensemble du système réside dans la possibilité de procéder instantanément au traitement numérique des images obtenues.

➤ **Analyse des données**

Le traitement des résultats est réalisé à l'aide du logiciel *Flow Manager 4.4* de *Dantec Dynamics*, qui permet de corréler les images enregistrées et afficher les champs de vitesses calculés. On note ici qu'il existe plusieurs méthodes qui permettent de repérer le déplacement des particules au cours du temps. L'analyse numérique des images est devenue la seule méthode utilisée. Pour ce faire, l'image numérique (de 768x484 pixels) va être divisée en un grand nombre de fenêtres de petite dimension appelées aires d'interrogations. Ensuite, on analyse le déplacement de l'ensemble des particules de traceur contenues dans chacune des fenêtres, et l'on déterminera ainsi le déplacement moyen de ces particules, fenêtre par fenêtre. Cette analyse est une auto-corrélation dans le cas de l'enregistrement multiple sur une image, et une inter-corrélation ou corrélation croisée (*cross correlation*) dans le cas de l'enregistrement sur des images successives (que l'on utilise essentiellement dans notre cas de doublet d'images).

Pour l'analyse par corrélation on doit définir la dimension des fenêtres d'analyse. Pour cela on a le choix entre plusieurs tailles (16x16, 32x32 et 64x64 pixels). La taille de l'aire d'interrogation sera choisie en fonction du déplacement du traceur (soit selon la vitesse du phénomène observé). En général, on utilise une aire de 16x16 ou 32x32 pixels. Le recouvrement (overlap) est le deuxième paramètre essentiel permettant de mieux analyser les images. Il consiste à étendre la recherche du déplacement des particules traçantes au delà de l'aire d'interrogation dans la seconde image du doublet, permettant ainsi de calculer le déplacement des particules même si elles sortent de la zone de la fenêtre considérée pour la première et la deuxième image du doublet enregistré. Le logiciel permet de choisir l'une des trois aires d'interrogation suivantes : 25%, 50% ou 75%. On utilise le plus souvent l'overlap à 25%. En ajustant ces paramètres, le logiciel calcule et affiche alors les champs de vitesses.

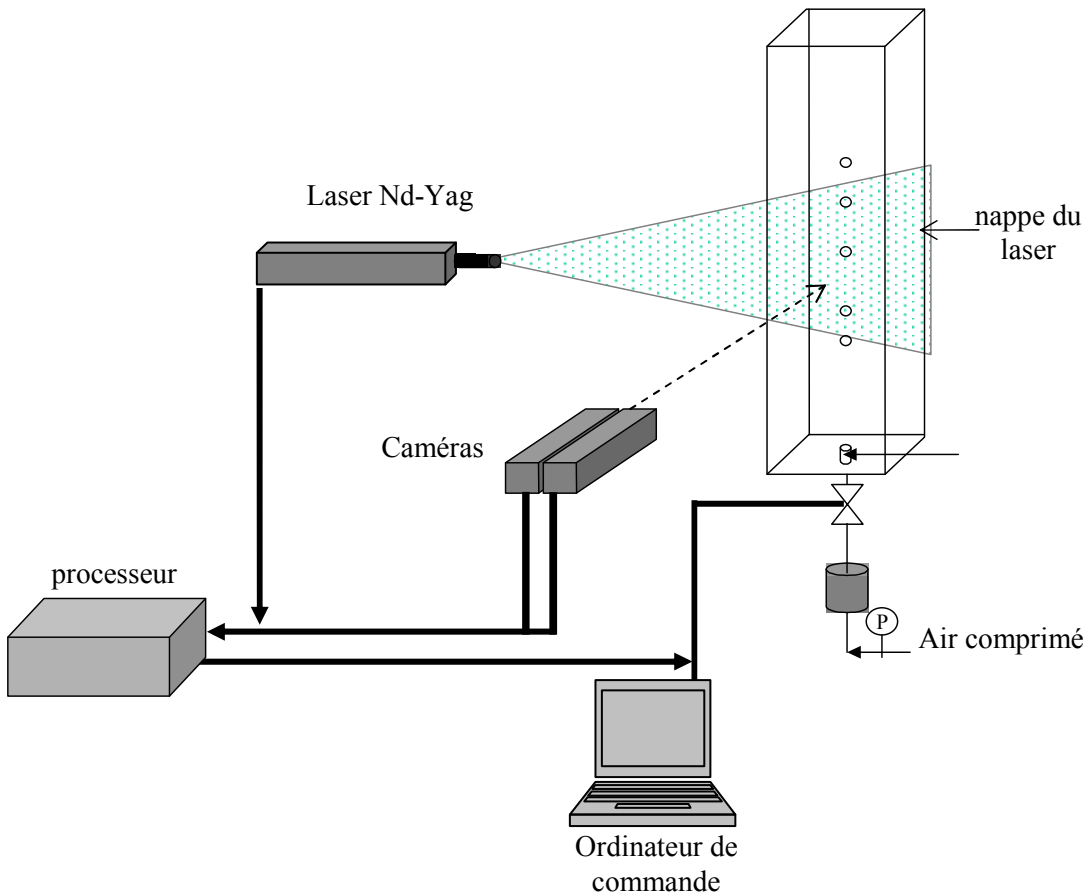


Figure I.3. Montage expérimental du système PIV.

➤ Post-traitement des résultats

Les opérations de post-traitement sont nécessaires lorsque les champs de vitesses comportent certains vecteurs erronés. Ces erreurs peuvent avoir diverses origines : elles peuvent résulter d'une mauvaise qualité de l'enregistrement des images, d'une mise au point imparfaite, d'un mauvais éclairage, d'un ensemencement trop abondant ou trop faible, d'un temps d'éclairage insuffisant ou d'un mauvais choix du temps entre les deux images.

Le post-traitement des résultats joue alors un rôle très important pour l'élimination de ces vecteurs erronés. Pour ce faire, on peut éliminer tous les vecteurs issus d'une corrélation trop faible en établissant un seuil d'acceptation. Une fois les vecteurs erronés détectés, on peut soit supprimer les vecteurs douteux ou les remplacer en interpolant les données entourant un vecteur erroné.

I.5. Les fluides utilisés

Plusieurs fluides ont été utilisés dans les différentes expériences réalisées dans le cadre des études menées dans ce travail. Ces fluides présentent certains comportements rhéologiques qu'il est nécessaire de caractériser à travers quelques notions de base de rhéologie, et ce, afin de pouvoir cerner davantage les résultats des expériences réalisées.

Les propriétés physiques et rhéologiques des fluides utilisés dans ce travail sont mesurées sur les appareillages suivants : un rhéomètre à contrainte imposée, AR 2000 (Advanced Rheometer, TA instruments), un rhéomètre à vitesse imposée, RFS II (Rheometrics Fluid Spectrometer, Rheometrics) et un tensiomètre à bulle (de IT Concept).

I.5.1. Notions de rhéologie

Le comportement rhéologique d'un matériau peut être abordé en considérant la déformation de celui-ci sous l'influence d'une force donnée, selon le cas présenté sur la figure I.4.

Deux plans sont séparés d'une épaisseur dy , tandis qu'une force dF est exercée dans la direction x . Il en résulte une déformation suivant la surface dS . En supposant que le matériau se déforme en adhérant aux deux plans parallèles, il subit un déplacement dx le long du plan supérieur.

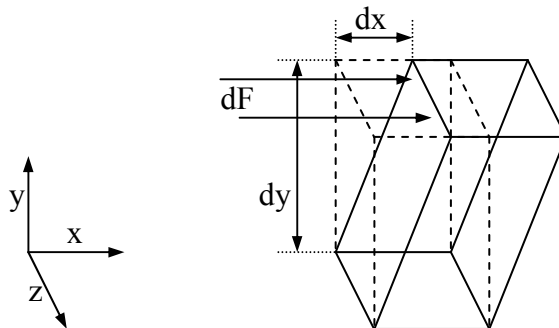


Figure I.4. Déformation d'un élément de volume sous la force dF appliquée tangentiellement à la surface dS .

On définit alors deux grandeurs :

- τ , la contrainte, avec $\tau = \frac{dF}{dS}$. (I.1)

- γ , la déformation, avec $\gamma = \frac{dx}{dy}$. (I.2)

En considérant que le matériau se déforme de dx au cours d'une sollicitation mécanique durant un intervalle de temps dt , on définit la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ (en s^{-1}), avec :

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} \quad (I.3)$$

Le fluide exerce cependant une résistance à la déformation imposée par la force dF . Cette résistance s'exprime à travers sa viscosité η , avec :

$$\tau = \eta \dot{\gamma} \quad (I.4)$$

À partir de ces expressions, on distingue différents comportements rhéologiques. Le comportement mécanique d'un fluide visqueux idéal est le comportement dit "newtonien". Les fluides newtoniens ont une viscosité indépendante du cisaillement qu'ils subissent, suivant la loi de Newton $\tau = \eta \dot{\gamma}$, avec η indépendante de $\dot{\gamma}$.

Cependant, de nombreux fluides ont un comportement non – idéal, où la viscosité n'est pas indépendante de la vitesse de cisaillement imposée $\dot{\gamma}$. Ce sont des fluides "non newtoniens" pour lesquels on a $\eta = \eta(\dot{\gamma}, \gamma, t)$.

Pour représenter l'évolution de la viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement, il existe des modèles empiriques qui décrivent la relation entre les contraintes, la viscosité et la vitesse de cisaillement, les plus employés étant les modèles d'Ostwald (dit loi de puissance), de Carreau et de Maxwell.

Modèle de loi de puissance

$$\tau = \eta \dot{\gamma} \text{ avec } \eta = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad (I.5)$$

d'où

$$\tau = K \dot{\gamma}^n \quad (I.6)$$

où K est l'indice de consistance du fluide (en Pa.s^n) et n l'indice d'écoulement.

Selon les valeurs de l'indice d'écoulement, on peut différencier plusieurs comportements rhéologiques :

- si $n < 1$, la viscosité décroît lorsque la vitesse de cisaillement augmente. Il s'agit alors de fluides rhéofluidifiants ou pseudoplastiques.
- si $n = 1$, on retrouve la loi $\tau = \eta \dot{\gamma}$ propre aux fluides newtoniens.
- si $n > 1$, la viscosité augmente avec la vitesse de cisaillement. Le fluide est dilatant ou rhéoépaississant.

Dans ce travail, nous avons utilisé, selon le type d'expérience, des fluides newtoniens (l'eau et des solutions d'Emkarox dans l'eau) ainsi que des fluides non newtoniens au comportement viscoélastique et rhéofluidifiant (solutions polymériques de PolyacrylAmide dans l'eau pure), ayant un comportement intermédiaire entre les fluides newtoniens et les solides élastiques. Cette élasticité peut se représenter par l'aptitude du fluide à reprendre sa forme initiale après avoir subi une déformation et se traduit donc par une relaxation de la contrainte dans le temps. Par ailleurs, si on impose au fluide une contrainte sous laquelle il se déforme, le fluide reviendra progressivement à sa conformation initiale lorsque la contrainte cessera d'être exercée.

Il peut arriver par ailleurs que la viscosité évolue avec le temps à une vitesse de cisaillement donnée, correspondant à une valeur d'équilibre suivant un régime transitoire. Dans ce cas, si la viscosité diminue dans le temps, le fluide est dit thixotrope, l'inverse correspondant à un comportement rhéopexe.

I.5.2. Fluides newtoniens

En plus de l'eau pure, des fluides newtoniens visqueux ont été utilisés dans ce travail lors de l'étude de la traversée de l'interface liquide - liquide par une bulle ou une sphère rigide constituant ainsi les deux phases huileuse et aqueuse de part et d'autre de l'interface. Ces fluides newtoniens sont :

- Le lubrifiant Emkarox HV 45, qui est un copolymère de PolyAlkylène glycol. Des solutions diluées d'Emkarox dans l'eau de différentes concentrations (25%, 50% et 65%) ayant par conséquent différentes viscosités ont été utilisées dans cette étude. Les propriétés de l'eau et des trois solutions d'Emkarox dans l'eau mesurées à la température ambiante de 25°C et à la pression atmosphérique sont présentées sur le tableau I.1.
- L'huile de silicone (Rhodorsil 47 V) de Prolabo, avec trois viscosités différentes : 0,1 (silicone 100), 0,5 (silicone 500) et 1 Pa.s (silicone 1000). Les propriétés physiques de chaque huile sont présentées dans le tableau I.1.

Fluide	Viscosité $\times 10^3$ (Pa.s)	Masse volumique (kg.m^{-3})	Tension superficielle (mN/m)
Eau	1	1000	72.5
Emkarox 25 %	25	1024	42.5
Emkarox 50 %	250	1046	38.7
Emkarox 65 %	625	1052	38.7
Silicone 100	100	965	20.2
Silicone 500	500	970	20.1
Silicone 1000	1000	970	20.1

Tableau I.1. Propriétés physiques des solutions newtoniennes.

Sur le tableau 1.2 sont présentées les tensions interfaciales des couples de fluide en mN/m :

Fluide	Silicone 100	Silicone 500	Silicone 1000
Eau	17.7	23.6	-
Emkarox 25 %	9.4	16.9	21.1
Emkarox 50 %	15.3	15.4	17.5
Emkarox 65 %	14.2	15.0	15.1

Tableau I.2. Tensions interfaciales des couples de fluides utilisés.

I.5.3. Fluides non newtoniens

Les fluides non newtoniens utilisés dans certaines études présentées dans ce rapport de thèse sont deux solutions de PAAm (Poly Acryl Amide) de différentes concentrations massiques 0,5% et 1% dans de l'eau distillée.

Le Poly Acryl Amide AN 905 SH est un produit de la société SNF Floeger. C'est un polymère linéaire, de masse molaire élevée, obtenu par polymérisation de l'acrylamide et de l'acide acrylique. La masse molaire moyenne du PAAm AN 905 SH est de $M_w = 6,96.10^3$ kg/mol. Ces solutions de PAAm présentent un comportement viscoélastique et rhéofluidifiant. Elles sont en régime semi dilué, et leurs chaînes de polymères forment un réseau fortement enchevêtré. Par conséquent, ces solutions présenteront trois caractéristiques rhéologiques principales :

- une rhéofluidification importante
- une élasticité importante
- un effet de mémoire du fluide

Les propriétés rhéologiques (en particulier la viscosité, l'élasticité et la relaxation du fluide) des deux solutions de 0,5% et 1% sont présentées ci-dessous.

I.5.3.1. Viscosité en régime permanent

Les mesures rhéologiques ont été effectuées sur deux rhéomètres : un rhéomètre à vitesse imposée (RFS II Rheometric Fluid Spetctrometer, Rheometrics) et un rhéomètre à contrainte imposée (AR 2000 Advanced Rheometer, TA Instruments). Une géométrie cône-plan a été utilisée pour ces mesures. Ces mesures ont été réalisées à une température de 25°C. La viscosité de ces fluides a été représentée par les modèles de loi de puissance et de Carreau à 4 paramètres. Les viscosités des solutions 0,5% et 1% PAAm en fonction de la vitesse de cisaillement sont présentées sur la Figure I.5. Celle-ci permet d'observer à vitesse de cisaillement croissante :

- un premier plateau newtonien pour les faibles vitesses de cisaillement
- une zone de forte rhéofluidification du fluide
- le début d'un deuxième plateau newtonien pour les fortes vitesses de cisaillement

Modèle de loi de puissance

On rappelle que la viscosité du fluide peut être décrite par le modèle de loi de puissance selon l'expression $\eta = K \dot{\gamma}^{n-1}$, K étant la consistance et n l'indice de rhéofluidification (ou indice d'écoulement). Cette loi décrit correctement la viscosité dans la zone de rhéofluidification.

solution	K	n	$\dot{\gamma}$ [s ⁻¹]
0,5% PAAm	2,62	0,298	0,1 – 100
1% PAAm	3,58	0,302	0,1 – 100

Tableau I.3. Modélisation des solutions de PAAm par la loi de puissance.

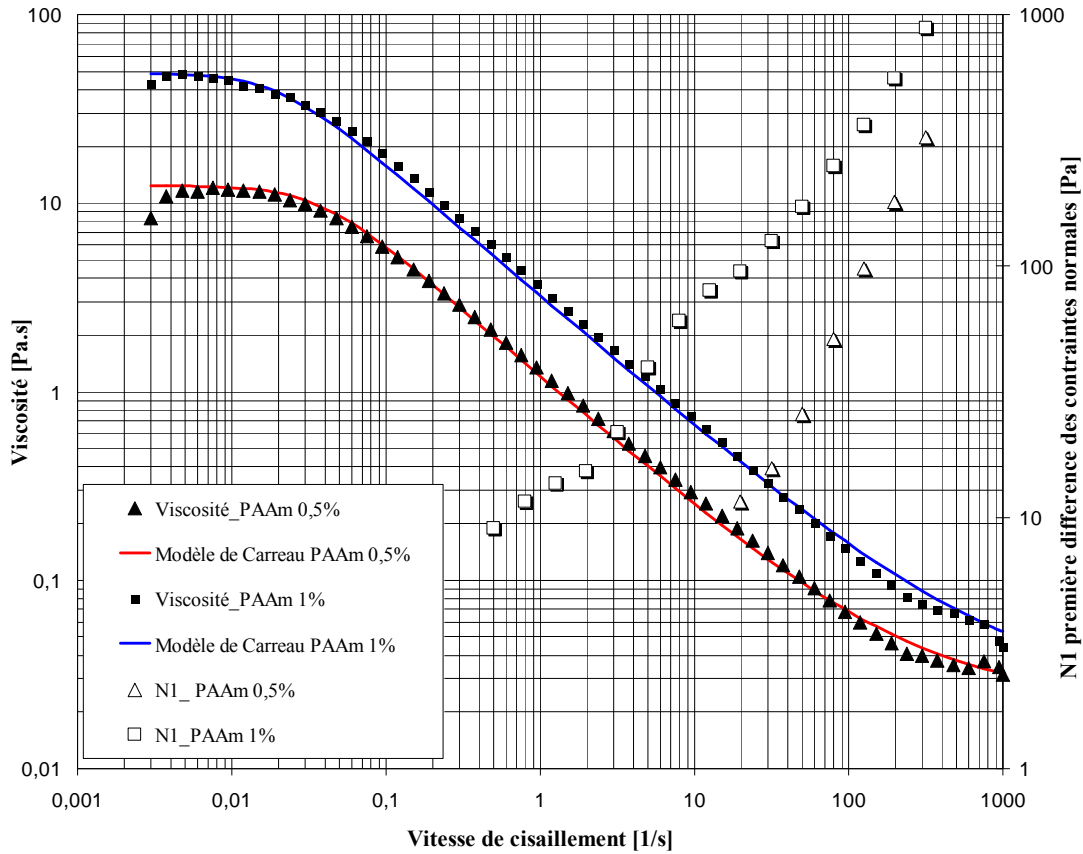


Figure I.5. Viscosité et première différence des contraintes normales pour les solutions 0,5 et 1% PAAm en fonction de la vitesse de cisaillement et modélisation de ces viscosités par le modèle de Carreau.

Modèle de Carreau

La viscosité des solutions de PAAm est bien représentée par le modèle de Carreau à 4 paramètres défini comme suit :

$$\frac{\eta - \eta_{\infty}}{\eta_0 - \eta_{\infty}} = \left[1 + \left(\lambda \cdot \dot{\gamma} \right)^2 \right]^{\frac{n-1}{2}} \tag{I.7}$$

où η , η_0 et η_{∞} représentent respectivement les viscosités dynamiques de la solution à vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$, à vitesse de cisaillement nulle et à vitesse de cisaillement infinie ; n étant l'indice de rhéofluidification du fluide et λ le temps caractéristique du fluide.

	η_0	η_∞	λ	n
Solution	[Pa.s]	[Pa.s]	[s]	
0,5% PAAM	12,40	0,023	27,20	0,290
1% PAAM	49,01	0,028	49,92	0,302

Tableau I.4. Paramètres du modèle de Carreau pour les deux solutions PAAM.

I.5.3.2. Elasticité des solutions

Après avoir constaté le caractère rhéofluidifiant de nos deux solutions 0,5% et 1% PAAM, le caractère élastique de ces solutions peut être mis en évidence par différents tests rhéologiques tels que :

- le balayage en déformation : un balayage à une fréquence d'oscillation donnée, permet de connaître l'importance relative du module de stockage G' et du module de perte G'' , ainsi que le domaine d'élasticité linéaire.
- la mesure des contraintes normales. En effet, dans le cas de solutions, la première différence des contraintes normales N_1 n'est pas nulle. Ce test rhéologique qui a été choisi dans cette étude est l'un des plus utilisés pour mesurer l'importance de l'élasticité d'un fluide.

Contraintes normales

Nos solutions de PAAM étant très élastiques, elles présentent des premières différences de contraintes normales mesurables. Pour cette mesure, une géométrie cône-plan a été utilisée. La première différence des contraintes normales N_1 s'obtient alors à partir de la mesure de la force normale :

$$N_1 = \frac{2 F}{\pi R^2} \quad (I.8)$$

où R est le rayon du plateau cône-plan [m] et F la force normale.

Les résultats de mesures de première différence des contraintes normales N_1 sont représentés en fonction de la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ (en axe secondaire) sur la figure I.5.

On peut constater quelques dispersions dans ces mesures, notamment dans le cas de la solution 1% PAAm. Ceci peut être dû au glissement du fluide entre le plateau et le cône ou éventuellement au parallélisme de l'axe de rotation du rhéomètre.

Modèle de Maxwell généralisé

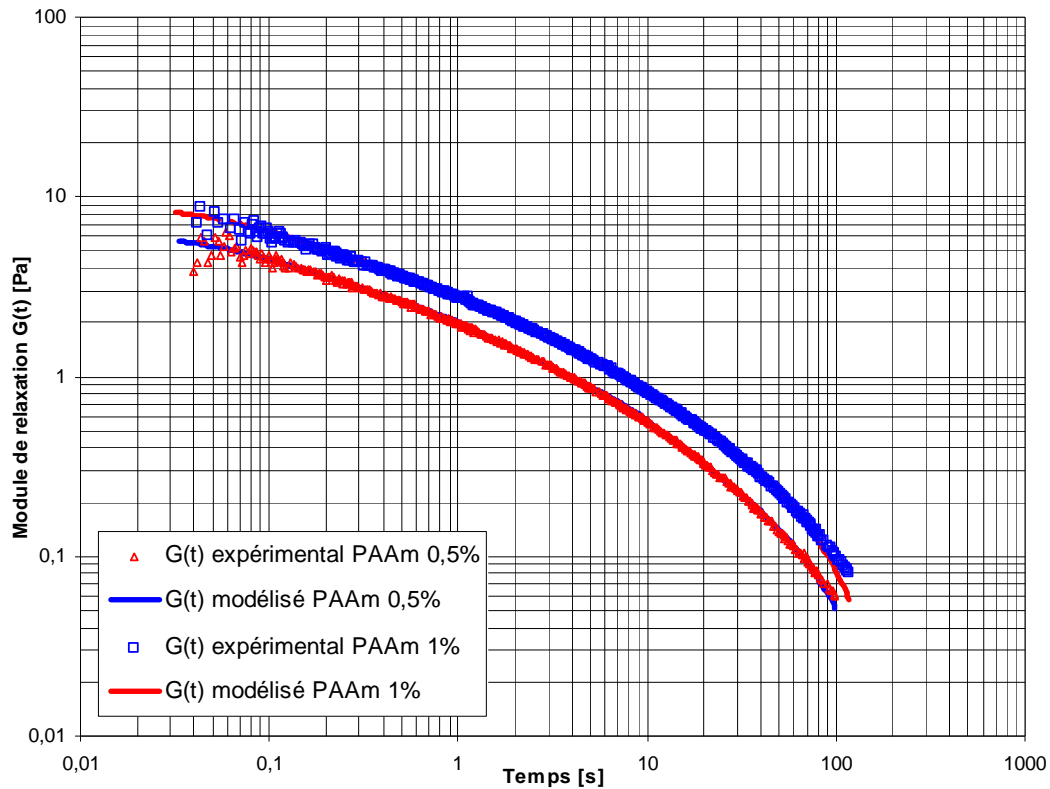


Figure I.6. Module de relaxation expérimental et modélisé par le modèle de Maxwell généralisé d'ordre 6.

Les solutions viscoélastiques de PAAm possèdent un domaine d'élasticité linéaire particulièrement important. Dans ce domaine, on peut définir le module de relaxation du fluide $G(t)$ qui représente le rapport de la contrainte sur la déformation (équation. I.9). Les évolutions temporelles du module de relaxation $G(t)$ concernant les solutions 0,5 et 1% PAAm sont présentées sur la figure I.6.

$$G(t) = \frac{\tau(t)}{\gamma} \tag{I.9}$$

Dans ce domaine de viscoélasticité linéaire, on peut modéliser convenablement le module de relaxation $G(t)$ selon un modèle de Maxwell généralisé d'ordre N défini par:

$$G(t) = \sum_{k=1}^N G_k \cdot \exp\left(-\frac{t}{\lambda_k}\right) \quad (\text{I.10})$$

où les paramètres λ_k et G_k sont respectivement les constantes de temps et les modules de relaxation correspondant au modèle. Ces paramètres sont présentés dans le tableau I.7 pour les deux solutions PAAm utilisées.

	λ_k [s]	0,5% PAAm	1% PAAm
		G_k [Pa]	G_k [Pa]
K = 1	0,1	2,81	4,21
K = 2	0,5	0,72	0,72
K = 3	1	1,51	2,517
K = 4	5	0,66	0,684
K = 5	10	0,47	0,71
K = 6	50	0,37	0,61

Tableau I.5. Paramètres du modèle de Maxwell d'ordre 6.

1.5.4. Sphères rigides utilisées

Dans notre étude, nous avons utilisé des sphères rigides de différentes tailles en verre, en céramique et en acier. Les masses volumiques de ces sphères sont présentées dans le tableau I.6.

Matériau	Verre	Acier	Céramique
Masse volumique (kg/m ³)	2520	7800	2400

Tableau I.6. Masses volumiques des sphères rigides utilisées.

I.6. Caractérisation des écoulements

Pour caractériser l'écoulement d'une bulle ou d'une sphère dans un milieu newtonien ou non, il est convenable de faire appel à de nombres adimensionnels qui font intervenir les rapports de forces en présence dans cet écoulement.

I.6.1. Cas des fluides newtoniens

Pour un milieu newtonien de viscosité constante indépendante de la vitesse de cisaillement, on définit les nombres adimensionnels suivants :

Nombre adimensionnel	Définition	Rapport des forces	
Nombre de Reynolds	$Re = \frac{\rho U d}{\eta}$	$\frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces visqueuses}}$	(I.11)
Nombre de Bond	$Bo = \frac{\rho d^2 g}{\sigma}$	$\frac{\text{poussée d'Archimède}}{\text{forces superficielles}}$	(I.12)
Nombre de Weber	$We = \frac{\rho d U^2}{\sigma}$	$\frac{\text{force d'inertie}}{\text{force superficielle}}$	(I.13)
Nombre de Morton	$Mo = \frac{g \eta^4}{\rho \sigma^3}$		(I.14)
Nombre de capillarité	$Ca = \frac{\eta U}{\sigma}$	$\frac{\text{force visqueuse}}{\text{force superficielle}}$	(I.15)

où ρ , η , U , d et σ sont respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique du milieu continu, la vitesse, le diamètre de la particule et la tension superficielle.

I.6.2. Cas de fluides non newtoniens

Pour les fluides non newtoniens viscoélastiques et rhéofluidifiants, en plus du caractère élastique du fluide, la viscosité n'est plus constante et dépend de la vitesse de cisaillement. En tenant compte de ces caractéristiques, on est alors amené à utiliser de nouveaux nombres adimensionnels. On utilise alors essentiellement un nombre de Reynolds modifié appelé nombre de Reynolds généralisé :

$$Re = \frac{\rho U^{2-n} d^n}{K} \quad (I.16)$$

K et n étant respectivement la consistance et l'indice d'écoulement du modèle de la loi de puissance (cf. tableau I.3).

Par ailleurs, pour décrire l'effet élastique, la plupart des auteurs utilisent le nombre de Deborah (ou nombre de Weissenberg), comme étant le rapport entre le temps caractéristique du fluide λ et le temps caractéristique de l'écoulement t_{flow} :

$$De = \frac{\lambda}{t_{flow}} \quad (I.17)$$

Dans le cas de la sédimentation d'une sphère ou de l'ascension d'une bulle, le temps caractéristique de l'écoulement est obtenu à partir de la relation : $t_{flow} = \frac{d}{U}$, U étant la vitesse de la particule et d son diamètre équivalent.

Pour le temps caractéristique du fluide λ , trois définitions peuvent être utilisées (Bird *et al.*, 1987). Dans ce travail de thèse, nous disposons des temps caractéristiques obtenus à partir du modèle de Carreau : $\lambda = 27,2$ s et 49,92 s et du modèle de Maxwell généralisé défini ci-dessous : $\lambda_0 = 34,65$ et 36,46 s pour les solutions 0,5% et 1% PAAm respectivement (cf. tableau I.4).

Le temps caractéristique du modèle de Maxwell généralisé d'ordre N est défini par :

$$\lambda_0 = \frac{\sum_{k=1}^N G_k \cdot \lambda_k^2}{\sum_{k=1}^N G_k \cdot \lambda_k} \quad (I.18)$$

Nombre de Mach viscoélastique

Pour tenir compte du caractère viscoélastique (effet combiné de la viscosité et de l'élasticité), nous utilisons le nombre de Mach viscoélastique M_c . Ce dernier est défini comme étant la racine carrée du produit du nombre de Reynolds généralisé et du nombre de Deborah.

$$M_c = \sqrt{Re \cdot De} \quad (I.19)$$

Chapitre II

**Ecoulement autour de sphères
rigides en sédimentation dans des
solutions polymériques**

Chapitre II

Écoulement autour de sphères rigides en sédimentation dans des solutions polymériques

Dans ce chapitre, on étudie l'écoulement autour de sphères en sédimentation dans des fluides non newtoniens viscoélastiques et rhéofluidifiants. Dans cette étude, on traitera d'abord le cas le plus simple d'une sphère isolée puis, on s'intéressera au cas des interactions entre les sphères. On se reportera au chapitre I pour les modèles rhéologiques des fluides utilisés.

II.1. Revue bibliographique

Afin de situer le contexte de notre étude dans cette partie, cette section sera consacrée à la discussion des travaux réalisés jusqu'à présent sur les écoulements autour des sphères rigides isolées ou en interaction, sédimentant en particulier dans des fluides viscoélastiques rhéofluidifiants.

Durant le dernier demi siècle, de nombreux progrès ont été réalisés dans le domaine de la sédimentation de sphères rigides dans des fluides non newtoniens (élastiques, viscoélastiques...). Ces travaux concernent le transfert de matière, l'écoulement, notamment la vitesse terminale de chute d'une ou de plusieurs sphères, le calcul du coefficient de traînée et l'échange entre l'inclusion et le milieu continu. Pour plus de détails, on pourra se reporter aux ouvrages de Chhabra (1993), DeKee and Chhabra (2002), ou aux articles de revue comme ceux de Gheissay and Van den Brule (1996), Arigo and Mckeinly (1998) et Harlen (2002).

Nous nous sommes essentiellement focalisés sur les travaux réalisés en milieu non newtonien à caractère viscoélastique et rhéofluidifiant, mais cette revue bibliographique sera précédée d'un rappel succinct du cas d'une sphère rigide dans un fluide newtonien.

II.1.1. Sédimentation en milieu newtonien

Une sphère rigide de diamètre d et de masse volumique ρ_s sédimentant à une vitesse U_s dans un milieu newtonien de viscosité dynamique η , est soumise à une force motrice qui représente la résultante de la force de gravité moins la force de poussée d'Archimède:

$$F_m = \frac{\pi d^3}{6} g(\rho_s - \rho_L) \quad (\text{II.1})$$

et à une force de résistance (qui agit dans la direction opposée à la vitesse relative de la particule par rapport au fluide) qui est la force de traînée due au mouvement relatif du fluide et de la sphère et qui a pour origine la composante hydrostatique du champ de pression et les forces de frottement tangentielles issues des effets de viscosité du liquide. Cette force s'exprime de la façon suivante :

$$F_T = \frac{1}{2} \rho U_s^2 \frac{\pi d^2}{4} C_d \quad (\text{II.2})$$

C_d est le coefficient de traînée

En régime permanent, le bilan de ces forces donne l'expression du coefficient de traînée en fonction des caractéristiques du liquide (phase continue) et de la sphère (phase dispersée) comme suit :

$$C_d = \frac{4}{3} g \frac{|\rho_s - \rho_L|}{\rho_L} \frac{d}{U_s^2} \quad (\text{II.3})$$

Cette force de traînée peut être déterminée analytiquement, pour de faibles nombres de Reynolds ($Re < 0,2$; régime de Stokes) à partir de champs de vitesse (Bird *et al.* 1987), le résultat est donné par l'expression dite loi de Stokes :

$$F_T = 3\pi \eta d U_s \quad (\text{II.4})$$

Ainsi le coefficient de traînée peut être exprimé de façon simplifiée comme suit:

$$C_d = \frac{24}{Re} \quad (\text{II.5})$$

Et la vitesse terminale de chute associée est:

$$U_s^\infty = \frac{1}{18} g \frac{(\rho_s - \rho_L)}{\eta} d^2 \quad (\text{II.6})$$

Dans la pratique, on utilise des corrélations pour déterminer le coefficient de traînée en fonction de nombres de Reynolds. Pour $Re < 10^3$, on a la corrélation de Schiller et Nauman (1933), reportée sur le tableau II.1 qui présente le coefficient de traînée pour des nombres de Reynolds

compris entre 10^{-4} à 5.10^5 couvrant ainsi les régimes de Stokes, de Van Allen (intermédiaire) et de Newton.

Régime	Intervalle	Corrélation	Approximation
Stokes (écoulement potentiel)	$10^{-4} < Re < 1$	$C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687})$	$24. Re^{-1}$
Van Allen	$1 < Re < 10^3$		$18,5. Re^{-0,6}$
Newton	$10^3 < Re < 5.10^5$	0,44	

Tableau II.1. Corrélations du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds.

II.1.2. Sédimentation d'une sphère en milieu viscoélastique et rhéofluidifiant

Par rapport à la sédimentation dans un fluide newtonien (qui reste la base de comparaison), le caractère non newtonien dans notre étude modifie largement les interactions hydrodynamiques solide–fluide, ce qui rend le problème plus complexe. La résolution des équations de mouvement et de continuité de ce problème n'est possible analytiquement que pour le régime de Stokes (écoulement rampant pour $Re < 1$) et une solution numérique s'avère nécessaire.

En régime transitoire, la sédimentation d'une sphère dans un fluide à caractère viscoélastique est caractérisée par l'existence du phénomène de "l'overshoot" et "l'undershoot", où la vitesse de chute passe par un maximum et un minimum avant de tendre vers une vitesse terminale stable (fluctuation de la vitesse à grande échelle par rapport à la vitesse terminale de chute). Ce phénomène qui intervient surtout au début de la chute de la sphère a été déjà observé expérimentalement (King et Waters (1972), Becker *et al.* (1994), Rajagipalan *et al.* (1996), Arigo et Mckinley (1997) et numériquement (Zhen et Phan-Thien (1992), Bodart et Crochet (1994), Becker *et al.* (1994), Rajagipalan *et al.* (1996)). Il est fortement influencé par la masse volumique de la sphère, le rapport diamètre sphère/diamètre du réservoir de fluide (d/D) ainsi que le nombre de Deborah de l'écoulement. Bot *et al.* (1998) ont étudié la sédimentation d'une sphère dans un fluide de Boger en régime transitoire et ont obtenu une augmentation de la vitesse relative de l'overshoot de la sphère avec le nombre de Deborah.

La figure II.1 présente des mesures expérimentales en régime transitoire (Bodart et Crochet, (1994)) et montre les *overshoot* et les *undershoot* obtenus avant l'établissement du régime

permanent, la vitesse maximale de l'overshoot atteignant parfois environ 7 fois la vitesse terminale de chute.

En plus de l'overshoot, la vitesse terminale de chute de la sphère dans un fluide élastique dépend de l'intervalle de temps entre deux lâchers de sphères. Bisgaard (1983) fut le premier à remarquer que la vitesse terminale d'une sphère lâchée après 10 minutes de la première dans une solution 1% PAAm dans du glycérol, représente une augmentation de 30% par rapport à celle de la première. Cependant, pour un intervalle de temps de 2,5 heures entre les deux chutes, cette augmentation de vitesse se réduit à 2%. Le phénomène est constaté par la suite pour d'autres types de fluides viscoélastiques Cho *et al.* (1984) et Gheissary et Van den Brule (1996).

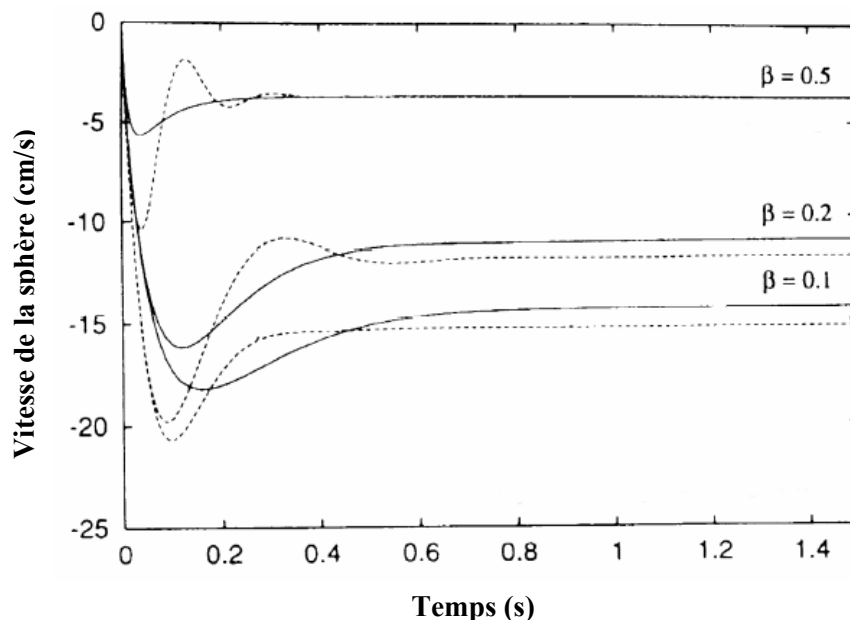


Figure II.1. Calcul numérique de la vitesse de la sphère au cours du temps pour différents rapports $\beta = d/D$, et pour deux fluides élastiques, (les lignes continues correspondent au fluide dont le rapport de viscosité de Oldroyd $\eta_\infty/\eta_0 = 1/2$ et les lignes discontinues au fluide avec $\eta_\infty/\eta_0 = 1/9$).

II.1.3. Coefficient de traînée

Dans le cas d'un fluide viscoélastique, on remplacera le nombre de Reynolds par le nombre de Reynolds généralisé (*cf. chapitre I*), la viscosité dépendant alors de la vitesse de cisaillement $\eta(\dot{\gamma})$ (effet de rhéofluidification). Le coefficient de traînée approprié dans ce cas dépend de ces deux paramètres en plus du nombre de Deborah.

Chhabra et Uhlherr (1980) ont corrigé la corrélation de Schiller–Naumann en se basant sur leurs résultats expérimentaux et sur ceux du travail de thèse de Dallon (1967) pour tenir compte des effets de la rhéofluidification et de la viscoélasticité du fluide. La rhéologie de ce dernier est décrite par un modèle de Carreau et la corrélation suivante est proposée :

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}_0} \left(1 + 0,15 \text{Re}_0^{0,687}\right) \left(1 + 0,65(n-1)De^{0,2}\right) \quad (\text{II.7})$$

Avec $0,52 \leq n \leq 1$

$$\text{Re}_0 = \frac{\rho_l U_s d}{\eta_0} \quad 0,032 \leq \text{Re}_0 \leq 394$$

$$De = \frac{2\lambda U_s}{d} \quad 0,032 \leq De \leq 630$$

η_0 est la viscosité du fluide à faible vitesse de cisaillement (correspondant au 1^{er} plateau newtonien); λ et n sont le temps caractéristique et l'indice d'écoulement obtenus à partir du modèle de Carreau. (cf. chapitre I pour les définitions).

II.1.4. Effet de paroi

La vitesse de sédimentation d'une sphère de diamètre d dans un fluide dépend, en plus de la taille de la colonne et des caractéristiques du fluide, de l'approche de cette particule des parois de la colonne contenant le fluide, de dimension caractéristique D . L'effet des parois est pris en compte par un facteur de correction f_p correspondant au rapport entre la vitesse de chute proche de la paroi U_t qui dépend du rapport d/D et la vitesse terminale de chute d'une sphère en milieu infini $U_{t\infty}$.

$$f_p = \frac{U_t}{U_{t\infty}} \quad (\text{II.8})$$

Le facteur de paroi est défini pour une sphère sédimentant dans un fluide newtonien par la formule de Faxén (1932) :

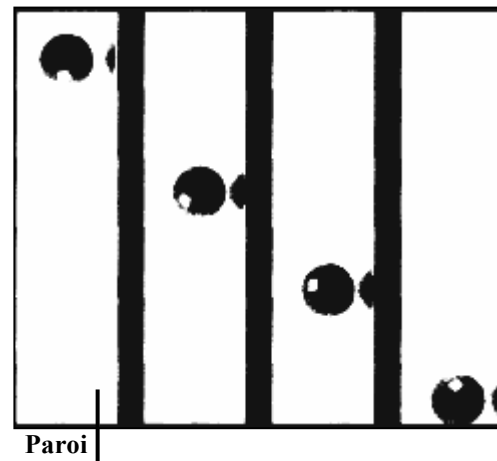
$$f_p = 1 - 2,104(d/D) + 2,09(d/D)^3 \quad (\text{II.9})$$

Bisgaard (1983) a étudié expérimentalement l'effet de paroi sur la chute d'une sphère dans un fluide viscoélastique et rhéofluidifiant. Il a conclu que le facteur de correction de paroi diminue

rapidement en fonction du nombre de Deborah, et que cette diminution, étant due à l'élasticité du fluide et non au caractère rhéofluidifiant.

Le phénomène de rotation de la sphère au cours de sa sédimentation dans un fluide viscoélastique a été relié, comme dans le cas des fluides newtoniens, à l'effet de parois. Liu *et al.* (1993b) ont remarqué, en étudiant les effets de parois, d'inertie et de viscoélasticité sur la chute d'une sphère unique en régime rampant ($Re \sim 10^{-2}$), une rotation anormale de la sphère ainsi que son rapprochement de la paroi. Becker *et al.* (1996) ont ensuite constaté les mêmes phénomènes dans le cas d'une sphère sédimentant près d'une paroi plane dans une solution polymérique de 2% PAAm pour des nombres de Deborah compris entre 0,6 et 1,7 (*cf.* figure II.2).

Figure II.2. Visualisation de la rotation d'une sphère ($d = 2,54$ cm) en sédimentation dans une solution de 2% PAAm près d'une paroi plane. Le trait vertical sur l'image indique la position de la paroi entre la sphère et son reflet (Becker *et al.*, 1996).



Récemment, Tatum *et al.* (2005) et Harrison *et al.* (2001) ont utilisé dans leurs travaux expérimentaux trois fluides de comportement rhéologique différent : un fluide newtonien, un fluide élastique (de Boger), le dernier étant viscoélastique et rhéofluidifiant. Ces auteurs ont étudié, en utilisant la technique PIV, les effets de paroi sur l'écoulement autour d'une sphère rigide en sédimentation. Ils ont conclu que l'écoulement autour de la sphère dépendait de la distance initiale entre la sphère et la paroi. Le fluide séparant la sphère de la paroi est poussé vers la paroi dans le cas newtonien et viscoélastique et rhéofluidifiant, ce qui n'est pas le cas du fluide de Boger. Harrison *et al.* (2001) ont constaté que le champ de vitesses était bidimensionnel autour d'une sphère en chute au centre de la colonne, mais ne l'était pas dans le cas d'une sphère proche d'un plan vertical.

Même si l'effet des parois dans les fluides viscoélastiques reste modeste par rapport au cas des fluides newtoniens, nous avons utilisé dans cette étude, des rapports de dimensions

sphère/colonne inférieurs à 0,1; de sorte que les effets de parois soient négligeables pour le système viscoélastique étudié.

II.1.5. Champs de vitesses autour d'une sphère et sillage négatif

Dans le passé, plusieurs travaux expérimentaux ont porté sur l'écoulement autour d'une sphère en sédimentation dans un fluide viscoélastique et rhéofluidifiant. Les champs de vitesses ont en général été obtenus à partir de différentes techniques : Bisgaard (1983), Arigo *et al.* (1995) et Arigo et McKinley (1998) par LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) et Arigo et McKinley (1998), Harrison *et al.* (2001) et Tatum *et al.* (2005) par PIV. Ces travaux ont contribué à la caractérisation de l'écoulement de la sphère en sédimentation dans ces milieux et à visualiser l'ensemble des phénomènes liés.

Sigli et Coutanceau (1977) furent les premiers à constater l'existence d'une traînée négative dans le sillage d'une sphère sédimentant dans un fluide viscoélastique (solution de PolyEthylène Oxide PolyOx-WSR-301). Dans leur travail, les champs de vitesses et les lignes de courants ont été déterminés pour de faibles nombres de Reynolds et de Deborah en visualisant par caméra l'écoulement autour de la sphère, la solution ayant préalablement étéensemencé par un traceur sensible à la lumière. Avant ces travaux, Acharya *et al.* (1977) ont étudié l'écoulement dans le sillage d'une sphère en chute dans des fluides viscoélastiques, ils ont observé des zones de dominance des forces élastiques et des forces visqueuses selon la concentration de la solution.

Hassager (1979) a observé le même phénomène de traînée négative dans le sillage d'une bulle en ascension dans une solution viscoélastique et rhéofluidifiante de 1% de PolyAcrylAmide dans du glycérol et il lui a alors attribué le nom de "sillage négatif". Plus tard, Bisgaard (1983) qui a confirmé l'obtention du sillage négatif, a mis en évidence, par LDV, l'existence de fluctuations de vitesses dans le sillage de la sphère. Maalouf et Sigli (1984) ont réaffirmé l'existence du sillage négatif pour des objets de différentes géométries en sédimentation dans des fluides viscoélastiques et rhéofluidifiants. Enfin, Funfschilling et Li (2001) ont localisé par des mesures de champs de vitesses par PIV, la zone du sillage négatif derrière une bulle en ascension dans des fluides viscoélastiques et rhéofluidifiants (solutions de PAAm).

Sur la figure II.3 est représenté le profil de vitesses en amont et en aval d'une sphère en sédimentation dans un fluide viscoélastique. Au front de la sphère, l'écoulement du fluide a lieu dans la même direction que le déplacement de la sphère rigide. Derrière la sphère, l'écoulement du

fluide change de sens assez proche de la sphère pour donner une vitesse négative; cette zone correspond au sillage négatif.

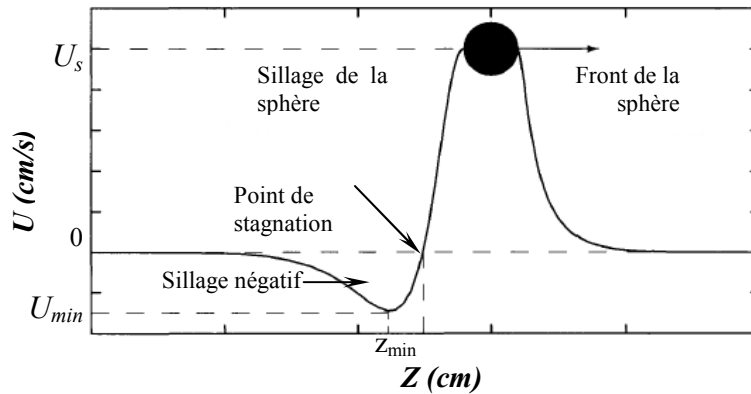


Figure II.3. Schéma représentatif du profil axial de vitesses obtenu au centre de l'écoulement d'une sphère.

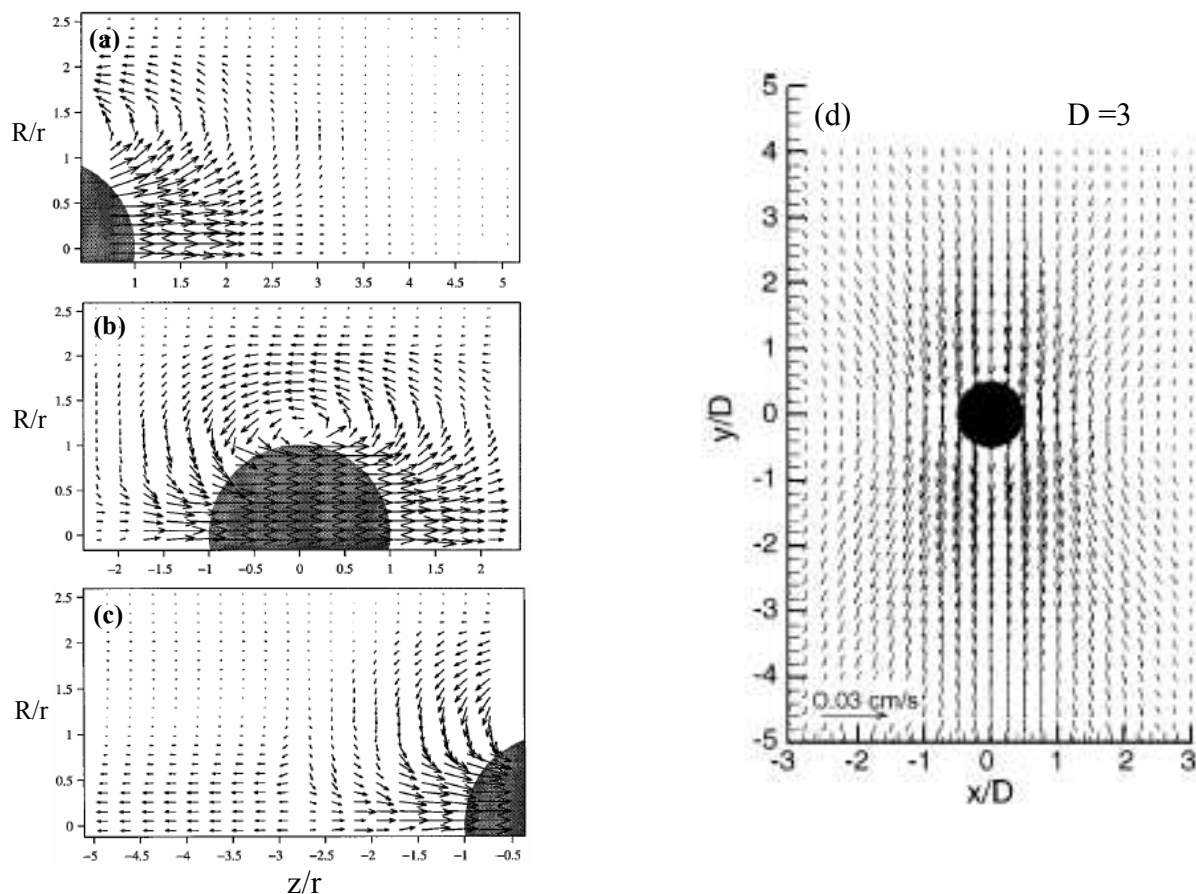


Figure II.4. Les champs de vitesses obtenus par PIV autour d'une sphère en aluminium de 2,52 cm en sédimentation dans un fluide viscoélastique et rhéofluidifiant à une vitesse $U_s = 0,503$ cm/s, $De \sim 1,93$ et $Re \sim 10^{-3}$. (a) le front (b) à côté (c) le sillage de la sphère (Arigo et McKinley, 1998). (d) champ global autour d'une sphère métallique de 6,35 mm dans un fluide visqueux, $U_s = 0,0635$ cm/s, et $Re \sim 2,87 \cdot 10^{-5}$ (Tatum et al., 2005).

L'observation de ce sillage négatif n'était pas toujours évidente, en particulier avec les mesures expérimentales par LDV; les calculs numériques de Arigo *et al.* (1995) ont par ailleurs montré l'absence du sillage négatif derrière une sphère dans un fluide élastique (0,31% PIB/PB). De même, Harrison *et al.* (2001) n'ont pas constaté de sillage négatif pour une sphère en chute dans une solution de 1% PAAm dans un mélange eau/glycérol (50/50), viscoélastique et rhéofluidifiant, mais ils n'ont pas exclu son existence, et expliqué cette absence par la restriction du champ de vision de leur système PIV tridimensionnel.

En utilisant les techniques LDV et PIV, Arigo et McKinley (1998) ont caractérisé l'écoulement autour d'une sphère dans un fluide viscoélastique et rhéofluidifiant pour une gamme du nombre de Deborah de $2,43 \leq De \leq 8,75$ et pour un rapport de dimensions sphère/colonne $0,06 \leq d/D \leq 0,4$. Dans toutes leurs expériences le sillage négatif était bien présent mais avec une longueur dépendant du nombre de Deborah. Leurs observations concernant l'écoulement transitoire de la sphère, ont permis d'expliquer l'existence du sillage négatif en le considérant comme résultat de la compétition entre les contraintes élongationnelles et les contraintes rhéofluidifiantes dans le sillage de la sphère rigide.

Arigo et McKinley (1998) ont confirmé par LDV et PIV l'existence du sillage négatif derrière la sphère et la circulation latérale de la sphère sédimentant dans des fluides PAAm à différents nombres de Deborah, mais les champs de vitesses obtenus ne sont pas assez développés autour de la sphère (figure II.4 a, b et c). Harrison *et al.* (2001) ont déterminé des champs de vitesses plus étendus autour de la sphère, mais sans le sillage négatif. Plus récemment, Tatum *et al.* (2005) ont utilisé la PIV pour caractériser l'écoulement des sphères près des parois planes. La structure globale du sillage reste l'élément absent dans leur étude consacrée essentiellement aux effets de parois dans trois fluides : newtonien et non newtonien élastique (fluide de Boger) et viscoélastique et rhéofluidifiant.

Tatum *et al.* (2005) ont constaté la présence du sillage négatif derrière des sphères métalliques rigides sédimentant dans un fluide viscoélastique et rhéofluidifiant pour un nombre de Deborah de 1,7; mais cela n'a pas été le cas pour des sphères en verre pour lesquelles $De < 1$. Ceci suggère alors l'existence d'un nombre de Deborah critique pour lequel le sillage négatif apparaît derrière la sphère.

Harlen (2002), Chilcott and Rallison (1988), Lunsam *et al.* (1993) et Satrape et Crochet (1994), ont dû utiliser les modèles dumbbell, FENE (Finitely Extensible Non-linearly Elastic) ou

leurs dérivés pour confirmer numériquement l'existence du sillage négatif. Ils ont conclu que la distance entre la sphère et le début du sillage négatif ainsi que la vitesse absolue maximale dans le sillage négatif augmentent avec le nombre de Deborah. Ce résultat confirme par ailleurs les résultats expérimentaux de Arigo et McKeinely (1998).

Enfin, les travaux expérimentaux et numériques de la littérature montrent une certaine compétition entre les forces élastiques (responsables du sillage négatif) et élongationnelles qui dominent dans la zone proche de la sphère, dans le sillage (Harlen, 2002).

II.1.6. Interactions entre les sphères

L'écoulement d'une suspension de sphères solides dans un fluide est rencontré dans de nombreux secteurs industriels, d'où l'intérêt porté à l'étude des interactions entre les sphères en sédimentation dans un fluide. Dans les trois décennies passées, les travaux de Riddle *et al.* (1977), Gheissary et van den Brule (1996), Bot *et al.* (1998), Lee *et al.* (2003) ont porté sur les interactions entre au moins deux sphères dans les milieux non newtoniens.

Riddle *et al.* (1977) ont étudié l'interaction entre deux sphères dans cinq fluides viscoélastiques. Ils ont observé une distance critique de séparation initiale entre les deux sphères pour laquelle un rapprochement entre les sphères est possible, la seconde sphère rattrapant alors la sphère de tête pour former un doublet; au delà de cette distance, les sphères restent bien séparées.

Brunn (1977) a analysé les interactions entre deux sphères en sédimentation dans un fluide élastique. Il a constaté qu'en absence de la force d'inertie, la force d'attraction entre les sphères est due à la contrainte normale. Plus tard, Bird *et al.* (1987) ont fait la relation entre la séparation des sphères en cours de sédimentation en ligne et le sillage négatif de la sphère de tête.

Gheissary et van den Brule (1996) ont réalisé des expériences similaires à celles de Riddle *et al.* (1977), mais aucune indication de la distance critique n'a été donnée. Leurs résultats ont montré un rapprochement entre les sphères dans les fluides rhéofluidifiants et une séparation dans des fluides élastiques de Boger. Ils ont ainsi conclu que le caractère rhéofluidifiant d'un fluide permet le rapprochement des sphères; ce qui n'est pas le cas d'un fluide élastique qui provoque au contraire un éloignement. Ainsi, en plus de la viscosité locale, un changement dans la microstructure du fluide dû aux contraintes résiduelles influe la vitesse de sédimentation et la structure de l'écoulement entre les deux sphères.

Par ailleurs, Bot *et al.* (1998) n'ont pas mentionné de distance critique pour un éventuel rapprochement entre deux sphères identiques en sédimentation dans un fluide de Boger. Leur étude a balayé une large gamme du nombre de Deborah et de distance initiale entre les sphères. Lors de la sédimentation, la distance de séparation entre les deux sphères est fixe et indépendante de la séparation initiale entre les sphères; elle peut être déterminée dès que les vitesses des deux sphères sont identiques. Cette distance augmente avec le nombre de Deborah et diminue avec les effets de parois.

Daugan *et al.* (2002) ont étudié l'agrégation de deux particules dans trois fluides rhéofluidifiants à faible nombre de Reynolds. A leur tour, ils ont constaté une distance critique initiale entre les deux sphères au-dessous de laquelle les particules forment un doublet. A partir de leurs résultats expérimentaux, une estimation de cette distance critique a été effectuée et le rapport des vitesses des deux sphères en fonction de la distance initiale de séparation a été corrélé.

II.1.7. Objectif du travail

La présente étude s'inscrit dans la thématique du groupe concernant les écoulements dans les fluides complexes. Les différents travaux reportés dans la littérature et réalisés jusqu'à présent dans le domaine de la chute d'une ou plusieurs sphères dans des milieux viscoélastiques et rhéofluidifiants nous ont permis de déceler des lacunes, notamment dans la structure de l'écoulement autour d'une ou plusieurs sphères dans ces milieux. Le premier objectif de ce travail est de caractériser l'écoulement autour de la sphère; on s'intéressera notamment à la structure du sillage en fonction de la taille de particules de différente densité et de la rhéologie du fluide en utilisant la technique PIV. Le second objectif concerne l'évolution des champs de vitesses obtenus lors d'interactions entre deux et plusieurs sphères en sédimentation. Ce travail constituera un support aux travaux de simulations avec les réseaux boltzmaniens (Lattice Boltzmann) réalisés dans notre équipe.

II.2. Coefficient de traînée d'une sphère en sédimentation

Dans cette section on s'intéresse à la description de la sédimentation de sphères dans des fluides non newtoniens, viscoélastiques et rhéofluidifiants, en déterminant le coefficient de traînée à partir des vitesses terminales obtenues par analyse d'image. Ce coefficient de traînée est représenté en fonction du nombre de Reynolds.

Pour étudier l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds généralisé, nous avons utilisé deux concentrations de PAAm (0,5% et 1%) et différentes tailles de sphères, en verre de diamètre : 3; 4; 5; 6; 8; 10 et 20 mm et en acier de diamètre : 2; 4; 5; 6; 7; 8; 9; 10 et 12 mm. Les résultats ainsi obtenus sont représentés sur la figure II.5. La courbe théorique obtenue à partir de la corrélation de Schiller et Nauman (1933) correspondant à $Re < 103$ a de même été reportée à titre de comparaison.

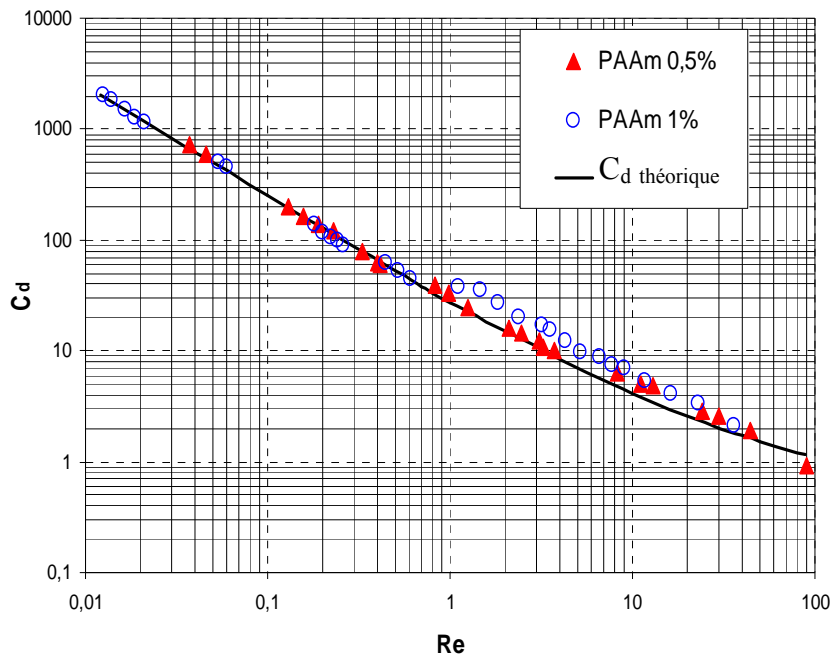


Figure II.5. Evolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour des sphères dans les solutions 0,5 % et 1% PAAm.

On peut constater que pour $Re < 1$, les coefficients de traînée expérimentaux dans ces fluides sont en bon accord avec ceux obtenus théoriquement à partir de la corrélation de Schiller et Nauman (*cf. tableau II.1*) pour la sédimentation d'une sphère rigide. Par contre, les deux courbes expérimentales obtenues avec 0,5% et 1% PAAm s'écartent sensiblement de la courbe théorique à partir de nombres de Reynolds de l'ordre de 0,8. Cet écart s'accroît pour des nombres de Reynolds supérieurs à l'unité dans la solution 1% PAAm, le coefficient de traînée expérimental étant alors plus important que celui obtenu avec la corrélation de Schiller et Nauman. Ceci est probablement dû à la forte élasticité de cette solution.

II.3. Champ de vitesses autour d'une sphère isolée

Afin de décrire en détail l'écoulement autour d'une sphère en sédimentation dans un fluide non newtonien viscoélastique et rhéofluidifiant, nous avons réalisé une série de mesures de champs de vitesses autour de sphères de tailles différentes, en sédimentation dans trois solutions 0,5%, 1% et 1,5% PAAm. Pour le cas de 1,5% PAAm, les mesures n'ont été possibles que pour les plus grosses particules et par conséquent pour des nombres de Reynolds généralisés plus importants. En effet, la solution devient sensiblement opaque à cette concentration, ce qui rend la détection des particules du traceur fluorescentes par les caméras assez délicate. Dans cette section, nous présentons donc que les champs de vitesses autour de sphères rigides dans les solutions 0,5% et 1% PAAm. Deux diamètres de sphères (8 et 10 mm) de deux matériaux différents (acier et verre) ont été choisis pour cette étude.

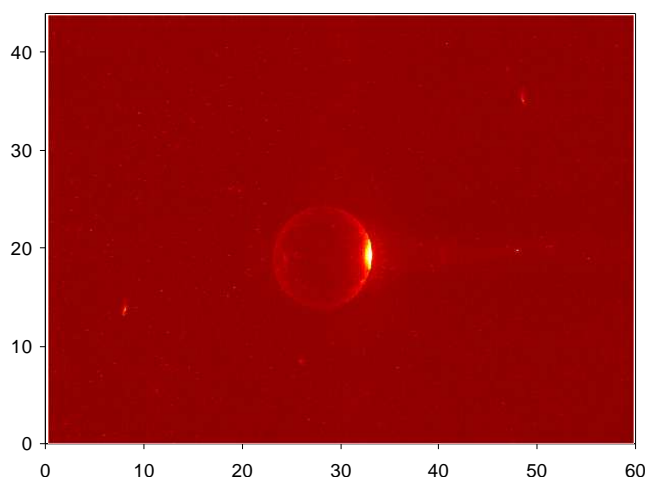


Figure II.6. Image type prise par le système PIV d'une sphère rigide ($d = 10$ mm) dans la solution 0,5% PAAm. Les points sur l'image sont les particules de traceur fluorescent.

II.3.1. Cas de la solution 0,5% PAAm

Les figures suivantes, montrent les champs de vitesses mesurés par PIV lors de la sédimentation, dans la solution 0,5 % PAAm, de sphères rigides (sphères en acier de 4 et 6 mm de diamètre et sphères en verre de 8 et 10 mm de diamètre).

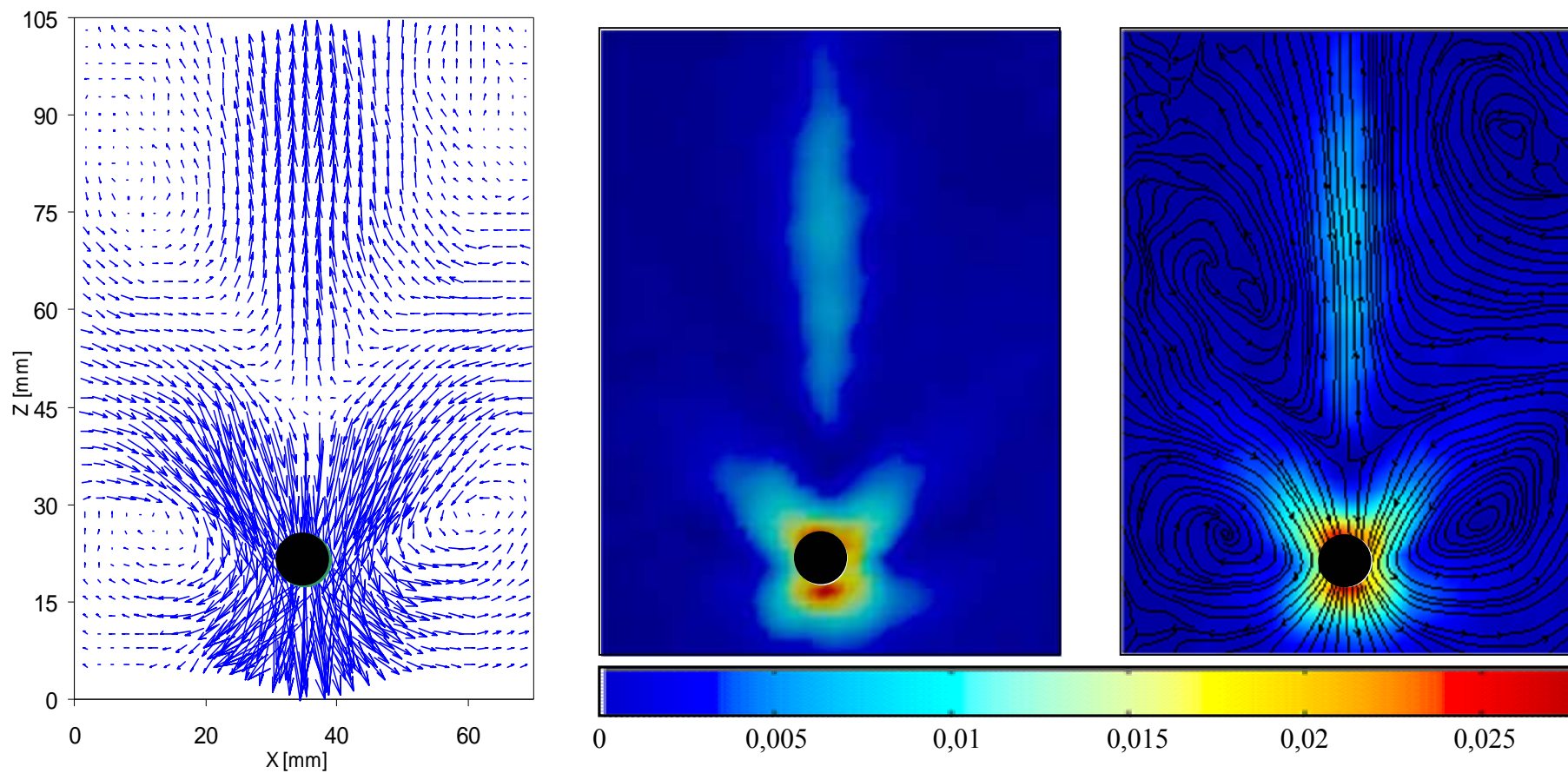


Figure II.7. Champ de vitesses autour d'une sphère en verre ($d = 8$ mm) en sédimentation dans 0,5% PAAm: $U_S = 0,068$ m/s, $Re = 0,91$; $De = 294,52$ et $\theta \sim 85,5^\circ$. champ de vitesses (à gauche), carte de vitesses (au centre) et lignes de courants (à droite).

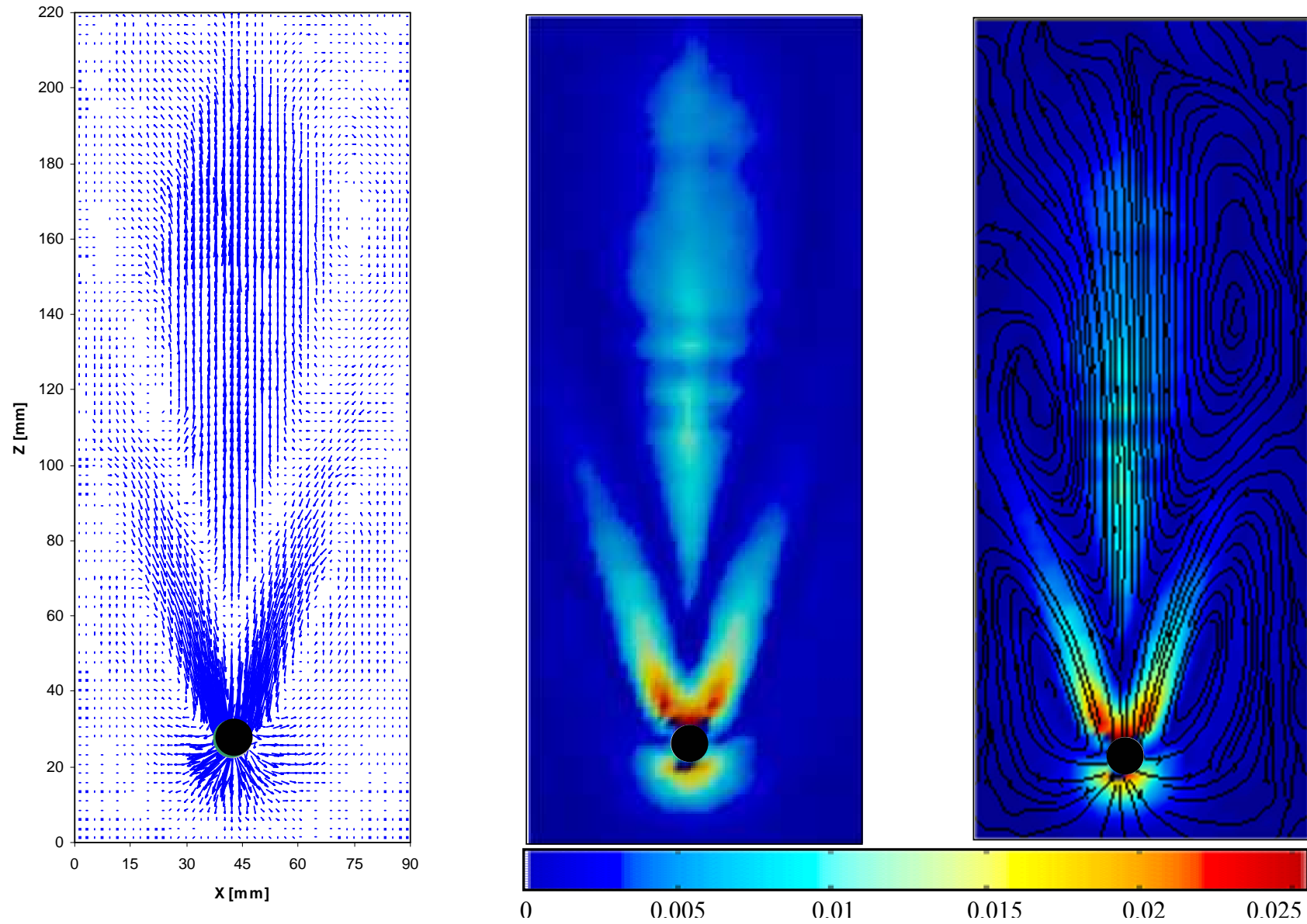


Figure II.8. Champ de vitesses autour d'une sphère en verre ($d = 10$ mm) en sédimentation dans 0,5% PAAm: $U_S = 0,11$ m/s, $Re = 3,40$; $De = 495$ et $\theta \sim 50^\circ$. champ de vitesses (à gauche), carte des vitesses (au centre) et lignes de courants (à droite).

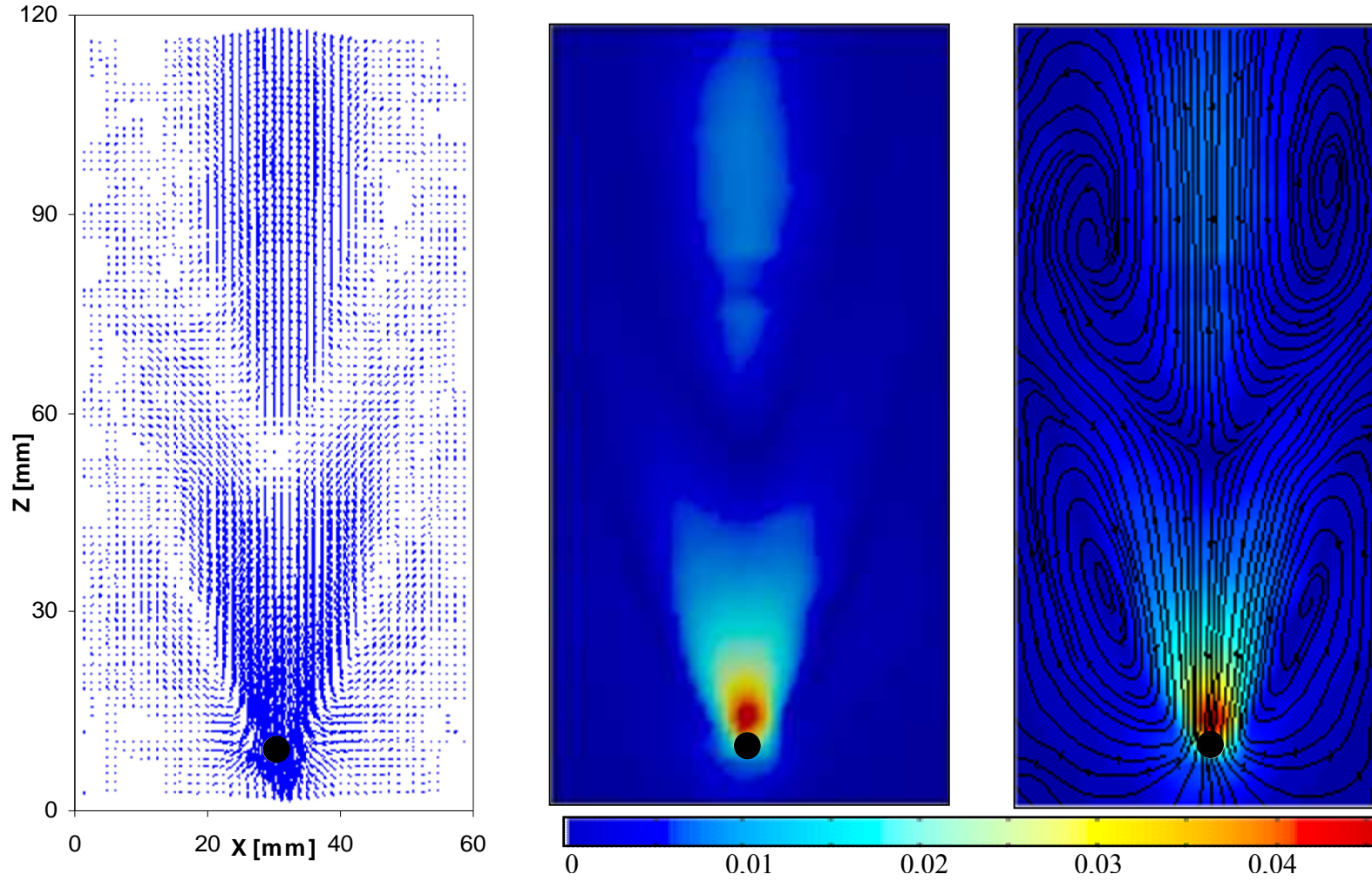


Figure II.9. Champ de vitesses autour d'une sphère en acier ($d= 4$ mm), en sédimentation dans 0,5% PAAm : $U_S = 0,161$ m/s, $Re = 3,33$; $De = 1394,6$ et $\theta \sim 50^\circ$. Champ de vitesses (à gauche), carte des vitesses (au centre) et lignes de courants (à droite).

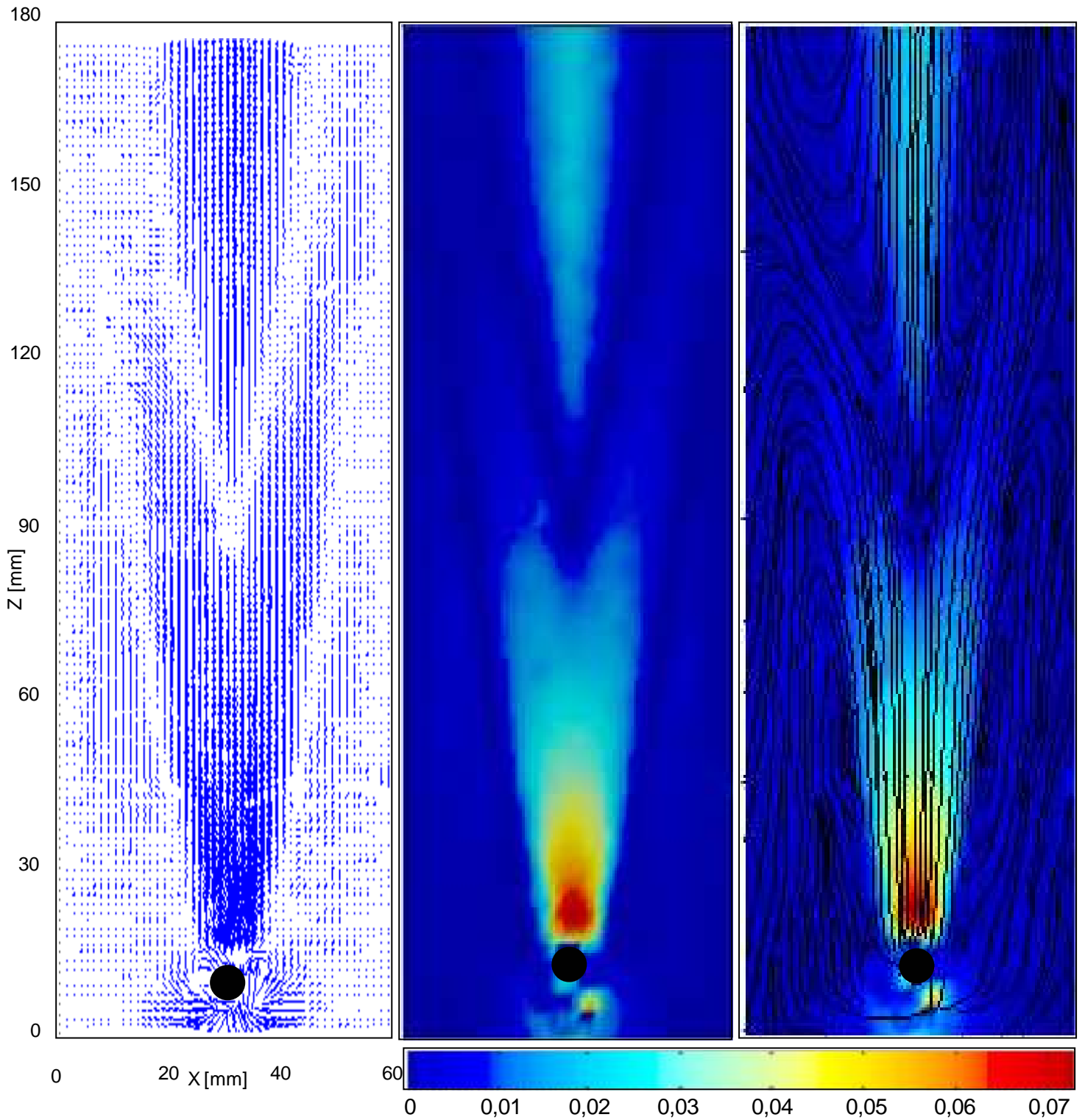


Figure II.10. Champ de vitesses autour d'une sphère en acier ($d = 6$ mm) en sédimentation dans 0,5% PAAm : $U_s = 0,32$ m/s, $Re = 12,12$; $De = 1848$ et $\theta \sim 30^\circ$. Champ de vitesses (à gauche), carte des vitesses (au centre) et lignes de courants (à droite).

Pour les deux types de sphères rigides en sédimentation dans la solution PAAm 0,5%, les différents champs de vitesses mesurés ont la même allure. On peut ainsi remarquer sur toutes les figures la structure axisymétrique du champ de vitesses autour de la sphère et distinguer les différentes zones qui entourent la sphère rigide :

- la zone du front, correspondant au mouvement descendant du fluide, est similaire à celle obtenue lors de la sédimentation d'une sphère dans un fluide newtonien ou élastique (Boger) (Harrison *et al.* (2001), Tatum *et al.* (2005)); la direction du fluide étant ainsi la même que celle de la sphère.
- La zone du sillage (derrière la sphère rigide) présente une structure particulière non décrite dans les travaux précédents. Elle est comparable, mais dans le sens inverse de celle obtenue par Funfschilling et Li (2001) dans le cas d'une bulle en ascension dans un fluide viscoélastique et rhéofluidifiant (solutions de PAAm). Elle se compose des deux zones suivantes :
 - ↳ Une zone centrale de sillage négatif sous forme d'une poire inversée où le fluide est en mouvement ascendant et de sens opposé au déplacement de la sphère rigide. Dans cette zone, l'écoulement est rectiligne, les vecteurs de vitesses étant parfaitement verticaux.
 - ↳ Une zone sous forme de cône creux qui entoure la zone centrale du sillage négatif et où le fluide est en mouvement descendant, de sens opposé au sillage négatif et se dirigeant vers la sphère de façon symétrique.

Les lignes de courant montrent une circulation du fluide de chaque côté de la sphère, reliant la zone du front à la zone du cône creux, et créant un vortex horizontal autour de la sphère rigide. Cette circulation a été observée par Arigo et McKinley (1998) mais en absence de la zone du cône creux, comme le montre la figure II.4. Hormis le cas de nombres de Reynolds faibles (figure II.7), cette circulation n'est pas visible sur tous les champs de vitesses, ceci est en fait lié aux modules faibles des vitesses locales du fluide.

La longueur du sillage négatif, l'angle d'ouverture du cône θ et la distance entre la sphère et le point de stagnation dans le sillage (qui représente donc le début du sillage négatif au dessus de la sphère) sont des caractéristiques du sillage. A partir des figures 3.7 à 3.10, on peut constater la

variation de l'angle d'ouverture du cône creux θ et la longueur du sillage négatif L_{SN} pour ce même fluide (0,5% PAAm). L'angle d'ouverture du cône θ est inversement proportionnel au nombre de Reynolds généralisé: il est important pour des nombres de Reynolds faibles (θ vaut environ 85° pour un nombre de Reynolds de 0,9) et faible pour des nombres de Reynolds relativement grands (θ vaut environ 30° pour un nombre de Reynolds de 12,1). Par contre, la longueur du sillage négatif est proportionnelle au nombre de Reynolds. Elle passe de 75 mm pour $Re = 0,9$ à plus de 200 mm pour $Re = 12,1$.

Dans tous les cas présentés, la vitesse du fluide est maximale dans la zone du front et dans le sillage, notamment au sommet du cône creux situé derrière et au contact de la sphère rigide. Ces zones correspondent à de fortes contraintes de cisaillement. Toutes les caractéristiques liées au sillage négatif seront discutées après la présentation des résultats de la PIV concernant le deuxième fluide (1% PAAm).

II.3.2. Cas de la solution 1% PAAm

Sur les figures ci-dessous, sont présentés les champs de vitesses mesurés en utilisant la technique PIV en présence de sphères rigides dans la solution 1% PAAm. Deux tailles seront considérées pour chaque type de sphère : 5 et 8 mm pour les billes en acier et 8 et 10 mm pour les billes en verre.

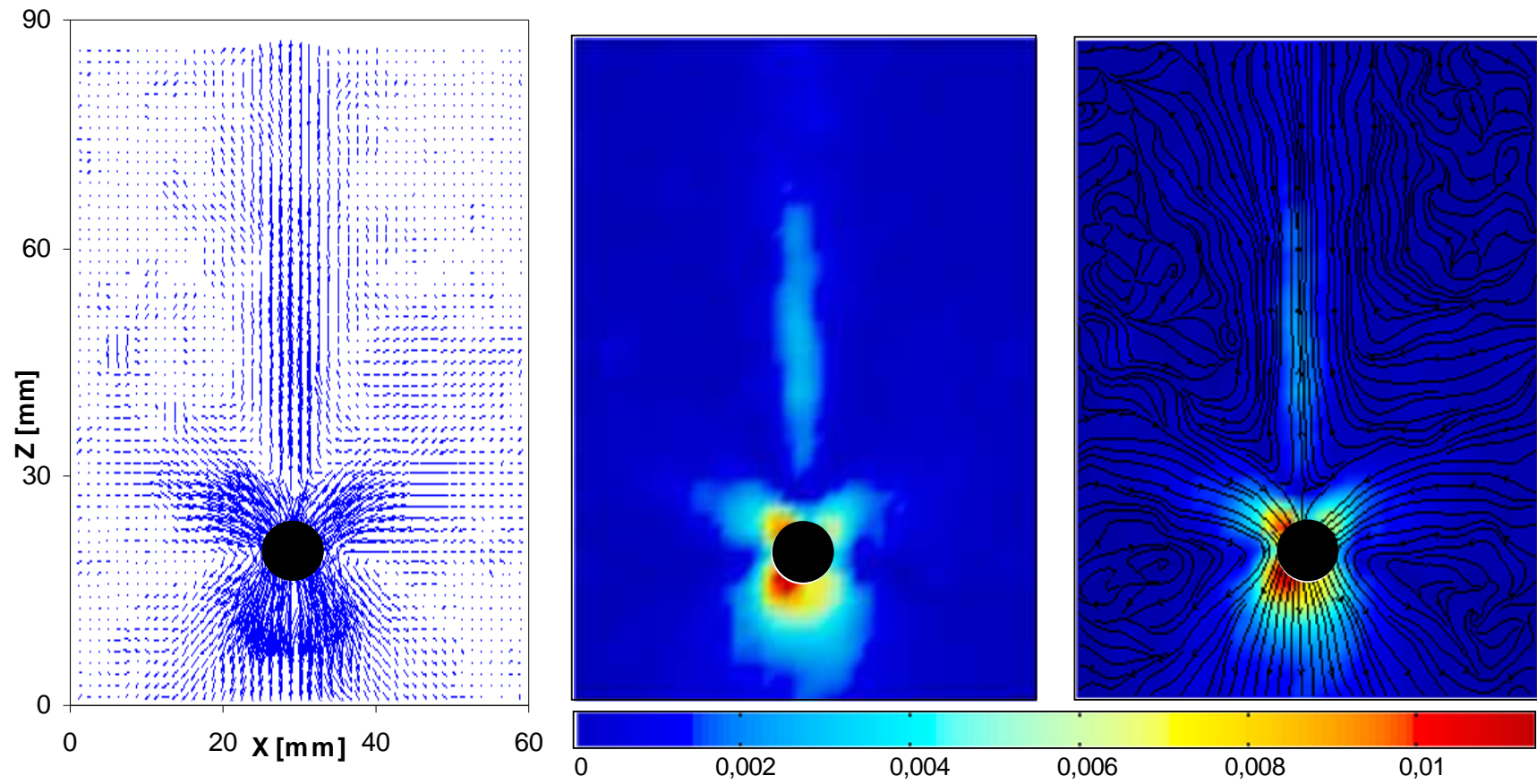


Figure II.11. Champ de vitesses autour d'une sphère en verre ($d = 8$ mm) en sédimentation dans 1 % PAAm: $U_S = 0,015$ m/s, $Re = 0,055$; $De = 68,36$ et $\theta \sim 104^\circ$. champ de vitesses (à gauche), carte des vitesses (au centre) et lignes de courants (à droite).

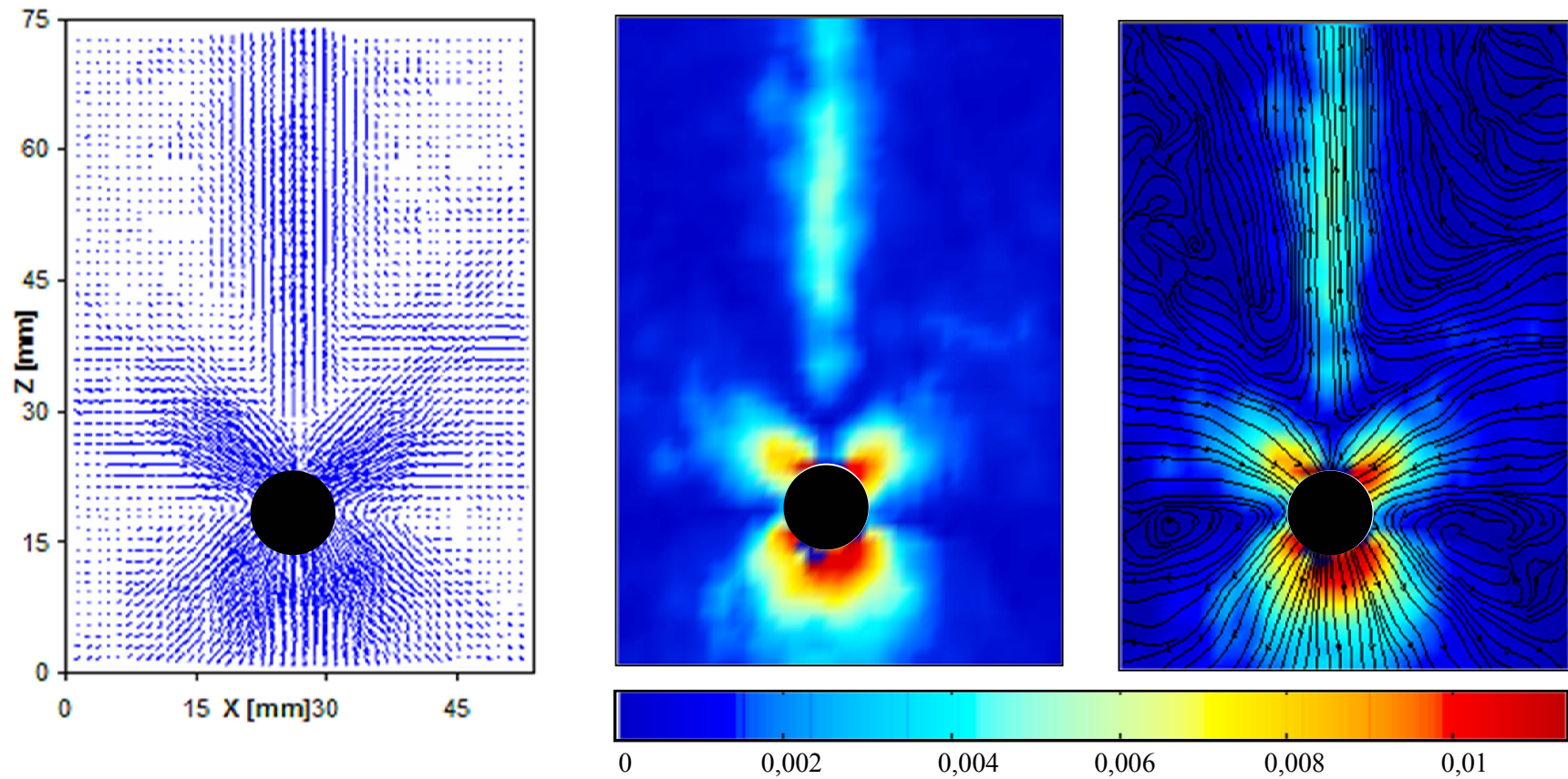


Figure II.12. Champ de vitesses autour d'une sphère en verre ($d = 10$ mm) en sédimentation dans 1 % PAAm: $U_s = 0,032$ m/s, $Re = 0,21$; $De = 119,05$ et $\theta \sim 97^\circ$. champ de vitesse (à gauche), carte des vitesses (au centre) et lignes de courants (à droite).

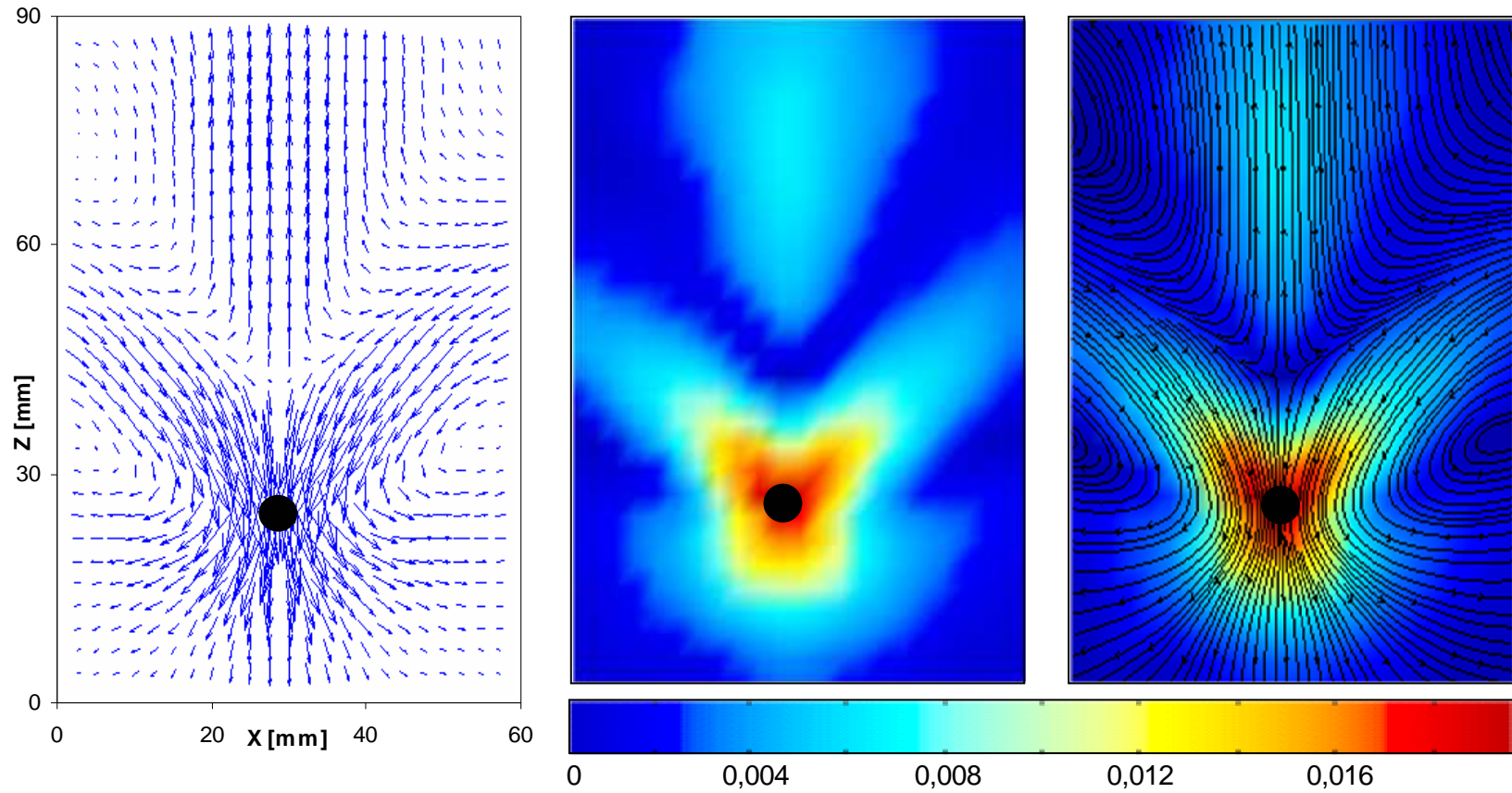


Figure II.13. Champ de vitesses autour d'une sphère en acier ($d = 5$ mm) en sédimentation dans 1 % PAAm: $U_S = 0,1045$ m/s, $Re = 2,67$; $De = 762$ et $\theta \sim 73^\circ$. champ de vitesse (à gauche), carte des vitesses (au centre) et lignes de courants (à droite).

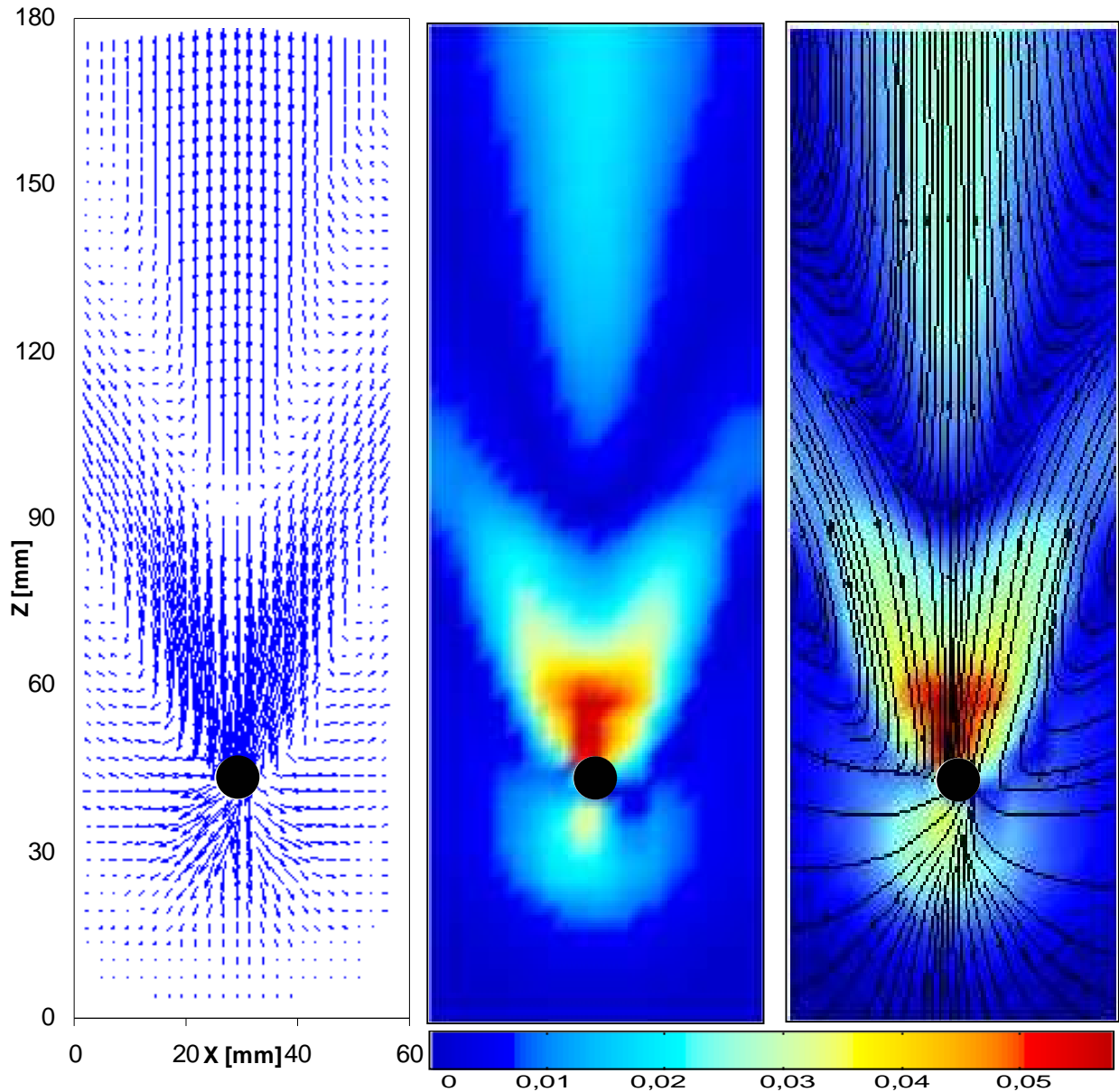


Figure II.14. Champ de vitesses autour d'une sphère en acier ($d = 8 \text{ mm}$) en sédimentation dans 1% PAAm: $U_S = 0,25 \text{ m/s}$, $Re = 6,35$; $De = 1139,37$ et $\theta \sim 52^\circ$. champ de vitesses (à gauche), carte des vitesses (au centre) et lignes de courant (à droite).

Les différents champs de vitesses présentés sur les figures 3.11 à 3.14 montrent que la structure globale de l'écoulement autour d'une sphère sédimentant dans la solution 1% PAAm est la même que celle obtenue lors de la sédimentation de la sphère dans 0,5% PAAm. On constate ainsi que les trois zones correspondant au front, au sillage négatif central et au cône creux ascendant sont bien similaires. Par ailleurs, les caractéristiques du sillage (angle d'ouverture du cône et longueur du sillage négatif) sont les mêmes dans ces deux solutions, l'angle du cône θ et la longueur du sillage

variant respectivement inversement proportionnellement et proportionnellement avec le nombre de Reynolds généralisé.

Solution	Type de sphère	Diamètre de la sphère	Vitesse de chute de la sphère	Nombre de Reynolds	Nombre de Deborah	Angle du cône creux	Longueur du sillage négatif	Distance entre le sillage négatif et la sphère
		D (m)	U (m/s)	Re	De	θ (°)	L_{SN} (m)	D_{SN} (m)
PAAm 0,5%	Verre	0,008	0,068	0,91	294,52	85	0,075	0,020
		0,010	0,11	2,24	305,3	50	0,14	0,030
	Acier	0,004	0,161	3,33	1394,6	50	0,10	0,050
		0,006	0,32	12,12	1848	30	> 200	0,080
PAAm 1%	Verre	0,008	0,015	0,055	68,36	104	40	0,003
		0,01	0,032	0,21	119,05	97	65	0,005
	Acier	0,005	0,1045	2,67	762	73	90	0,012
		0,008	0,25	6,35	1139,37	52	> 160	0,045

Tableau II.2. Caractéristiques des champs de vitesses obtenus avec les solutions 0,5 et 1% PAAm.

La comparaison des champs de vitesses dans les deux fluides montre que l'ouverture du cône est plus importante pour la solution concentrée 1% PAAm que pour la solution 0,5% PAAm pour un nombre de Reynolds du même ordre de grandeur. Cette caractéristique sera justifiée dans ce qui suit en étudiant l'évolution de l'angle d'ouverture du cône creux θ en fonction du nombre de Reynolds.

Les différentes caractéristiques des champs de vitesses obtenus pour les deux solutions 0,5 et 1% PAAm sont reportées sur le tableau II.1. Elles nous permettront de comparer l'ouverture de l'angle du cône, la longueur du sillage négatif ainsi que la distance minimale entre le sillage négatif et la sphère (distance axiale qui sépare le point de stagnation, entre le sillage négatif et le cône creux sur l'axe de la sphère, et la sphère).

On pourra noter, à titre de remarque, que les champs de vitesses mesurés par PIV lors de la sédimentation d'une sphère dans une solution 1,5 % PAAm montrent, pour les mesures qui ont pu être effectuées, une structure du sillage identique à celle obtenue pour les deux solutions 0,5% et 1 % PAAm. Des champs de vitesses types sont présentés dans l'annexe II.

II.4. Caractéristiques du sillage d'une sphère dans le PAAm

Le traitement des différents cas de sphères en sédimentation dans les deux fluides nous a permis de déterminer la variation des caractéristiques du sillage telles que l'évolution de la longueur du sillage négatif et de l'angle d'ouverture du cône qui l'entoure. Ces variations sont exprimées en fonction de nombres adimensionnels décrivant les propriétés de l'écoulement et du fluide.

II.4.1. Angle d'ouverture du cône creux

Dans ce qui suit, nous étudions l'influence des propriétés rhéologiques du fluide sur l'angle d'ouverture du cône creux. Ainsi, la variation de ce dernier est tracée en fonction du nombre de Reynolds généralisé, de Deborah et du nombre de Mach viscoélastique afin de mettre en évidence les effets respectifs de la viscosité, de l'élasticité et de la viscoélasticité du fluide.

II.4.1.1. Effet de la viscosité

La figure II.15a montre l'évolution de l'angle d'ouverture du cône creux θ en fonction du nombre de Reynolds généralisé pour des sphères rigides en sédimentation dans les solutions de 0,5 et 1% PAAm. On constate que l'angle d'ouverture θ est une fonction décroissante et monotone du nombre de Reynolds pour les deux solutions utilisées. Ainsi, l'angle θ dépend de la viscosité du fluide et de la vitesse de sédimentation de la sphère. Pour une valeur donnée du nombre Reynolds généralisé, l'angle θ est plus faible dans le cas de la solution la moins concentrée (0,5% PAAm) que pour la solution la plus concentrée (1% PAAm). Ceci est dû au fait que la solution 1% PAAm est plus visqueuse que celle à 0,5% (*cf. chapitre I*). Donc la dépendance de l'angle θ de la viscosité est justifiée pour les deux fluides.

II.4.1.2. Effet de l'élasticité

Concernant l'effet de l'élasticité, nous avons exprimé l'évolution de l'angle d'ouverture du cône creux θ en fonction du nombre de Deborah pour les deux fluides 0,5% et 1% PAAm, sur les figures 3.15b et 3.15c. Le nombre de Deborah sur ces figures est défini respectivement à partir des modèles de Maxwell et de Carreau (*cf. chapitre I*). Ces courbes montrent la décroissance de l'angle θ en fonction du nombre de Deborah pour les deux solutions de PAAm. Pour un même nombre de Deborah, l'angle θ pour 1% PAAm (solution la plus élastique) est supérieur à celui de 0,5% sur la figure II.15c, contrairement à la figure II.15b, où l'angle θ est relativement du même ordre de

grandeur. Finalement, nous constatons clairement l'influence du nombre de Deborah et par conséquent l'élasticité du fluide sur l'angle θ .

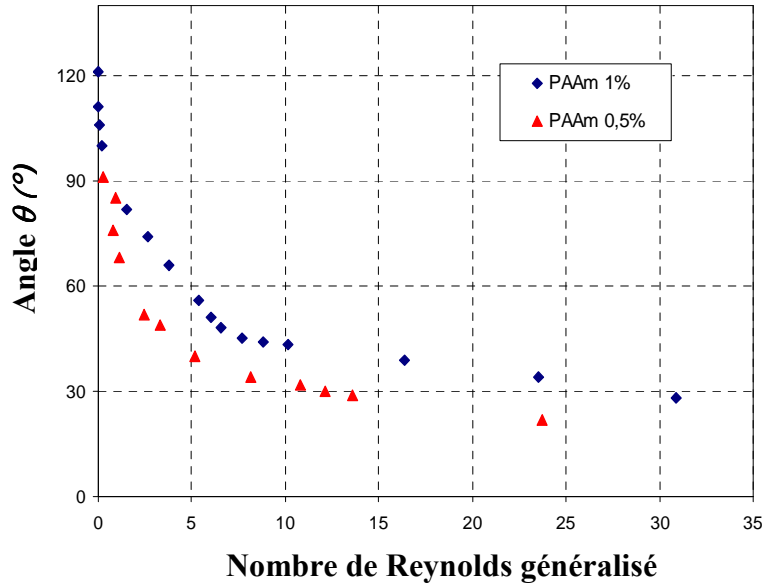


Figure II.15a. Evolution de l'angle d'ouverture du cône creux en fonction du nombre de Reynolds lors de la sédimentation des sphères dans les solutions 0,5 % et 1% PAAm.

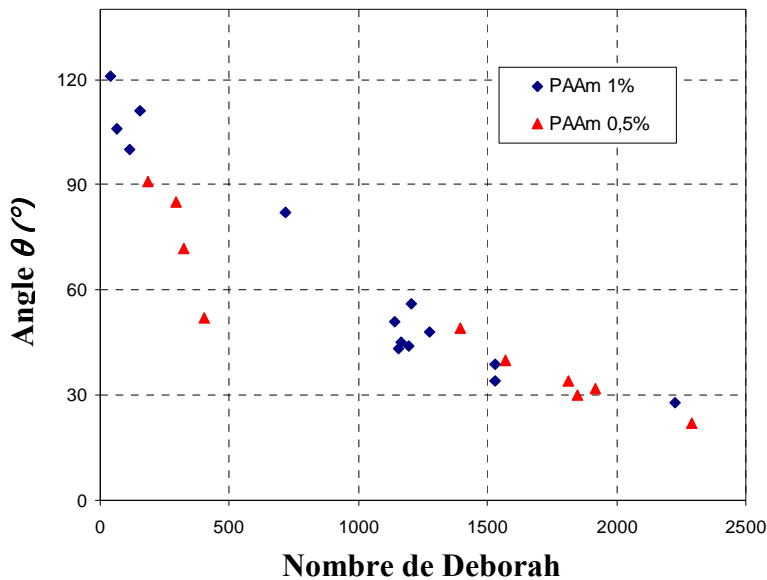


Figure II.15b. Evolution de l'angle d'ouverture du cône creux en fonction du nombre de Deborah exprimé à partir du modèle de Maxwell, pour des sphères dans les solutions 0,5 % et 1% PAAm.

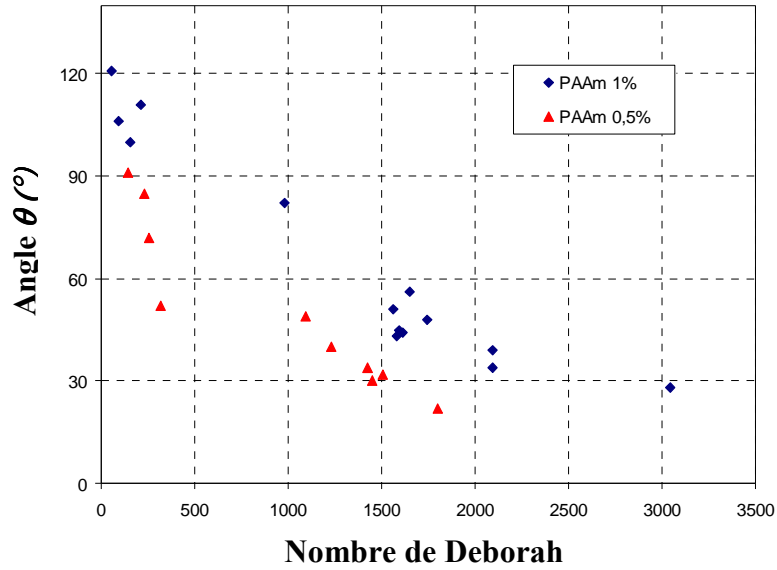


Figure II.15c. Evolution de l'angle d'ouverture du cône creux en fonction du nombre de Deborah exprimé à partir du modèle de Carreau, pour des sphères dans 0,5 % et 1% PAAm.

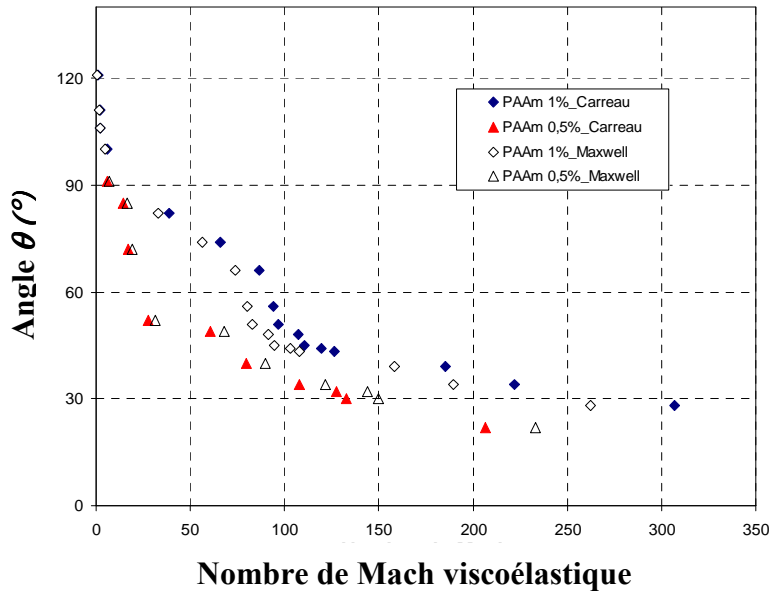


Figure II.15d. Evolution de l'angle d'ouverture du cône creux en fonction du nombre de Mach viscoélastique lors de la sédimentation des sphères dans 0,5 % et 1% PAAm.

II.4.1.3. Effet de la viscoélasticité

Pour tenir compte des effets combinés de la viscosité et de l'élasticité de nos fluides sur l'angle θ du cône creux, nous avons tracé la variation de ce dernier paramètre en fonction du nombre de Mach viscoélastique défini par la racine carrée du produit du nombre de Reynolds

généralisé et du nombre de Deborah (*cf. chapitre I*). La figure II.15d illustre cette variation, pour des nombres de Mach viscoélastique basés sur les deux modèles rhéologiques utilisés pour le nombre de Deborah. Nous pouvons ainsi constater la décroissance de l'angle du cône creux θ en fonction du nombre de Mach viscoélastique pour les deux solutions. Pour un même nombre de Mach viscoélastique, l'angle θ est plus important en présence d'une solution 1% PAAm que celui obtenu avec 0,5% PAAm. Ainsi, l'angle θ du cône creux dans le sillage d'une sphère rigide en sédimentation dans des solutions de PAAm, dépend du caractère viscoélastique de la solution.

II.4.2. Longueur du sillage négatif

La deuxième caractéristique principale du sillage d'une sphère en chute dans les solutions de PAAm est la longueur du sillage négatif L_{SN} . La détermination de cette grandeur permet de montrer l'impact de la chute de la sphère sur la structure du fluide.

L'évolution de la longueur du sillage négatif en fonction du nombre de Reynolds est reportée sur la figure II.16a pour les deux fluides étudiés. On remarque à partir des courbes obtenues que la longueur du sillage est une fonction croissante monotone du nombre de Reynolds. Cependant, l'augmentation de cette longueur avec le nombre de Reynolds dépend de la concentration du fluide utilisé. Pour un nombre de Reynolds $Re < 5$, les deux courbes obtenues sont relativement proches, tandis que pour des valeurs du nombre de Reynolds plus élevées, les deux courbes sont bien distinctes et présentent deux pentes différentes, la pente obtenue dans le cas de la solution 1% PAAm étant plus élevée que celle correspondant à la solution 0,5% PAAm. On peut ainsi déduire que l'effet de la sédimentation de la sphère est plus marquant dans la solution concentrée 1% PAAm qui est plus viscoélastique, que dans la solution 0,5% PAAm.

Pour mettre en évidence l'effet de la viscoélasticité, la figure II.16b illustre la variation de la longueur du sillage négatif en fonction du nombre de Mach viscoélastique défini selon les modèles de Maxwell et de Carreau. Pour des nombres de Mach viscoélastique inférieurs à 60 la longueur du sillage est relativement du même ordre pour les deux fluides dans la limite des erreurs de mesures. Au-delà de $M_c = 60$, la longueur du sillage négatif est plus grande pour 1% PAAm que pour 0,5% PAAm. Cette transition peut être expliquée par le fait que l'écart entre les forces viscoélastiques dans ces fluides devient plus important à partir de $M_c = 60$ et que la relaxation du 1% PAAm est plus lente que celle du 0,5% PAAm.

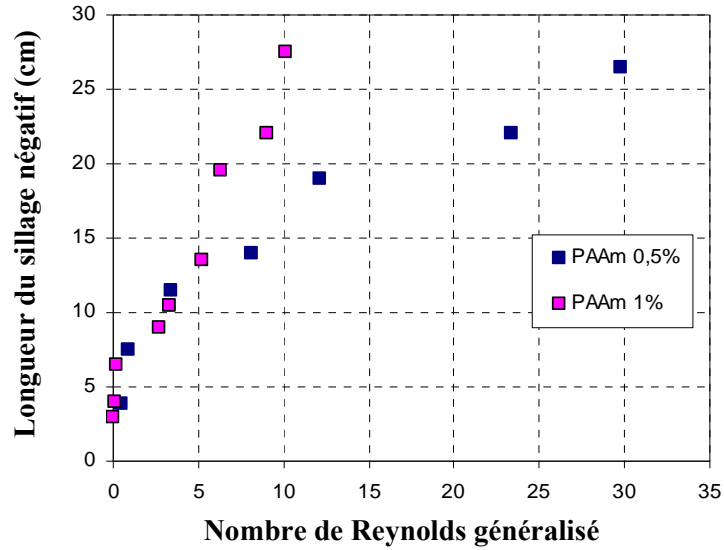


Figure II.16a. Variation de la longueur du sillage négatif en fonction du nombre de Reynolds généralisé pour des sphères rigides dans les solutions 0,5 % et 1% PAAm.

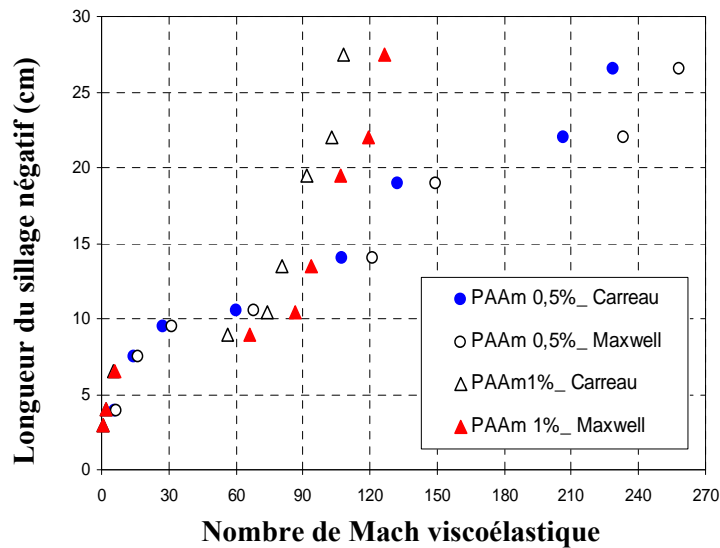


Figure II.16b. Variation de la longueur du sillage négatif en fonction du nombre de Mach viscoélastique, défini selon les modèles de Carreau et de Maxwell, pour des sphères dans 0,5% et 1% PAAm.

II.4.3. Distance minimale entre le sillage négatif et la sphère

Cette caractéristique représente la distance axiale qui sépare la sphère rigide du début du sillage négatif (c'est-à-dire, du point de stagnation qui le sépare du cône creux le long de l'axe de la sphère). On peut déduire, à partir des résultats reportés sur le tableau II.2, que cette distance augmente avec le nombre de Reynolds pour les deux fluides utilisés.

Arigo et McKinley (1998) n'ont pas observé de variation concernant cette caractéristique pour de faibles nombres de Reynolds ($0,001 < Re < 0,043$), et ce pour des sphères en sédimentation dans une solution de 2% PAAm dans un mélange eau/glycérol, et pour un rapport des diamètres sphère/colonne (d/D) donné. Par contre, ces auteurs obtiennent une variation de cette distance avec le rapport d/D liée aux effets de bords.

On peut signaler, compte tenu de ce qui précède, que l'éloignement du point de stagnation (donc du sillage négatif) pourrait expliquer l'absence du sillage négatif constatée antérieurement par certains auteurs et reportée dans la partie bibliographique.

II.5. Simulation de sphère isolée par l'approche Lattice Boltzmann

En raison du couplage complexe entre la rhéologie du fluide et la déformation d'une bulle, il est encore difficile de simuler numériquement le champ de vitesses autour d'une bulle en ascension dans des fluides non newtoniens, et notamment avec les codes de simulation, dits commerciaux (CFD, Polyflow....). Ceci nous encourage à nous orienter vers l'approche du réseau Boltzmannien (Lattice Boltzmann) pour simuler les écoulements dans des fluides rhéologiquement complexes. Dans cette section, on présentera les résultats de simulation relatifs à la sédimentation d'une particule sphérique rigide dans une solution de PAAm. Ce cas permet de passer de l'interface déformable d'une bulle à une interface rigide, et permet donc de simplifier la simulation qui reste déjà compliquée du fait du comportement rhéologique du fluide.

Jusqu'à présent, peu de travaux de simulations numériques sont disponibles dans la littérature pour la sédimentation d'une sphère dans un fluide non newtonien. Ces simulations sont en outre principalement limitées à la résolution directe de l'équation de Navier – Stokes couplée à une équation constitutive d'état de la rhéologie. La méthode Lattice Boltzmann est un modèle mathématique basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann, permettant de décrire un fluide à l'échelle mésoscopique (comprise entre la dynamique moléculaire microscopique et l'échelle macroscopique de l'observation) et l'évolution de la fonction de distribution dans l'espace des phases.

La méthode Lattice Boltzmann présente un arrangement numérique dérivé de la physique statistique hors équilibre. Au lieu de résoudre numériquement l'équation de Navier–Stokes, des quantités macroscopiques du fluide sont calculées à l'aide de fonctions de distribution de probabilité des particules (particle probability density functions PPDF f_i). Ainsi, les particules sont forcées à

sauter d'un noeud à un noeud voisin avec la vitesse \vec{c}_i définie avec les positions des noeuds du réseau; f_i représente alors le nombre de particules ayant la vitesse \vec{c}_i (Succi, 2001). Toutes les propriétés hydrodynamiques appropriées telles que masse volumique et quantité de mouvement sont alors exprimées par les expressions suivantes :

$$\rho = \sum_i f_i \quad (\text{II.10})$$

$$\rho u_\alpha = \sum_i f_i c_{i\alpha} \quad (\text{II.11})$$

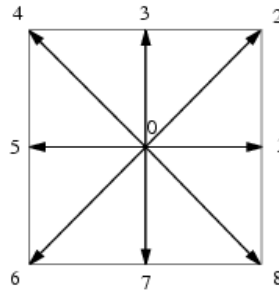


Figure II.17. Réseau bidimensionnel D2Q9 à neuf composantes de vitesses.

Le réseau D2Q9 utilisé par Franck (2005) est bidimensionnel à neuf composantes de vitesses (fig. II.17). Les fonctions de distribution de probabilité de particules f_i obéissent alors à l'équation de LBGK (Lattice Bhatnagar – Gross – Krook) suivante:

$$f_i(\vec{r} + \delta t \vec{c}_i, t + \delta t) - f_i(\vec{r}, t) = -\omega (f_i(\vec{r}, t) - f_i^{eq}(\vec{r}, t)) \quad (\text{II.12})$$

Cette équation est une approximation de l'équation de Boltzmann. Le paramètre de fréquence ω est relié au nombre de Reynolds généralisé (Re) par l'expression :

$$\delta t = \frac{\text{Re} \delta x^2}{3\omega} \quad (\text{II.13})$$

Les fonctions de distribution d'équilibre $f_i^{eq}(\vec{r}, t)$ sont des fonctions polynômes calculées de manière à conserver, par collision, les quantités macroscopiques suivantes :

$$\sum_i f_i^{eq} = \rho \quad (\text{II.14})$$

$$\sum_i f_i^{eq} c_{i\alpha} = \rho u_\alpha \quad (\text{II.15})$$

$$\sum_i f_i^{eq} c_{i\alpha} c_{i\beta} = \rho u_\alpha u_\beta + P(\rho) \delta_{\alpha,\beta} - \tau_{\alpha,\beta} \quad (\text{II.16})$$

$P(\rho)$ et $\tau_{\alpha,\beta}$ sont respectivement la pression thermodynamique et le tenseur de contraintes viscoélastiques.

La rhéologie du fluide est prise en compte dans ce modèle par l'intermédiaire de la contrainte viscoélastique $\tau_{\alpha,\beta}$. Son évolution obéit à une équation déduite du modèle rhéologique de Maxwell du 6^{ème} ordre (II.17) et (II.18).

$$\tau_{\alpha,\beta} = \sum_{k=1}^6 \tau_{\alpha,\beta}^k \quad (\text{II.17})$$

$$\frac{\partial \tau_{\alpha,\beta}^k}{\partial t} + \frac{1}{\lambda_k} \tau_{\alpha,\beta}^k = G_k D_{\alpha,\beta} \quad (\text{II.18})$$

Afin de tenir compte des effets de rhéofluidification, les temps de relaxation sont modifiés (II.19).

$$\lambda_k = \lambda_k \frac{\eta(\phi)}{\sum_{k=1}^6 \lambda_k G_k} \quad (\text{II.19})$$

où ϕ est une quantité phénoménologique obéissant aux équations de relaxation (II.20) et (II.21) tout comme les effets de rhéofluidification et le temps retard du fluide utilisé.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = - \frac{\phi - \sqrt{|II_D|}}{t_r} \quad (\text{II.20})$$

$$t_r = \frac{t_{r0}}{1 + \frac{\phi}{\phi_0}} \quad (\text{II.21})$$

La viscosité est exprimée en fonction de ϕ et sa valeur asymptotique obéit au modèle de Carreau à quatre paramètres comme le montre l'équation (II.22) suivante :

$$\frac{\eta(\phi) - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \left[1 + (\lambda \phi)^2 \right]^{\frac{n-1}{2}} \quad (\text{II.22})$$

Les simulations numériques ont été effectuées sur un réseau de 200×400 noeuds. La sphère est prise en compte en imposant, à l'interface sphère–fluide pour chaque pas, une vitesse de fluide égale à celle de la sphère. La vitesse de la sphère étant progressivement augmentée de zéro jusqu'à sa valeur terminale.

La figure II.18a illustre un champ de vitesses obtenu par l'approche lattice Boltzmann, autour d'une sphère rigide de 8 mm en verre de diamètre. Elle montre clairement les trois zones caractéristiques autour de la sphère, à savoir, le sillage négatif, le cône creux qui l'entoure et la zone du front. Ce champ théorique est qualitativement comparable à celui obtenu en expérience.

Les contraintes de cisaillement autour de la sphère ont de même été simulées et reportées sur la figure II.18b. Ce champ de contraintes montre une forme de papillon autour de la sphère rigide, ce qui indique l'existence de gradients de vitesses dans le sillage de la sphère entre le cône creux et le sillage négatif.

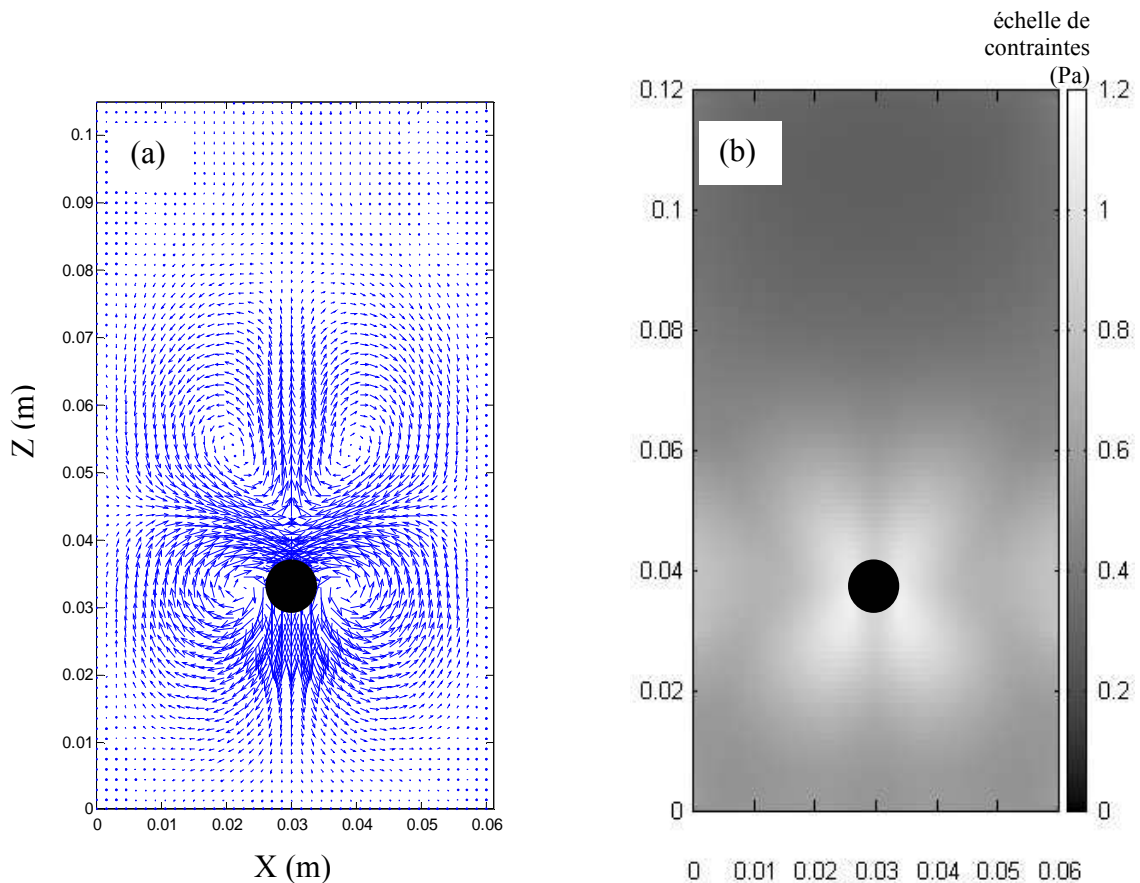


Figure II.18. Simulation de la sédimentation d'une sphère en verre ($d = 8$ mm) dans 0,5% PAAm. (a) Champ de vitesses; (b) Champ de contraintes.

II.6. Relaxation du fluide après le passage d'une sphère

En plus de la structure particulière du champ de vitesses autour de la sphère (notamment la présence du sillage négatif), un autre phénomène a été observé après le passage de la sphère. En effet, les mesures de champ de vitesses obtenues par la technique PIV au dessus de la zone centrale du sillage négatif ont montré un déplacement vertical oscillant du fluide après le passage de la sphère rigide. Ce phénomène qui se traduit par plusieurs changements simultanés et brefs du sens de déplacement du fluide, peut être expliqué par une réponse du fluide à travers son élasticité, à la contrainte créée par le passage de la sphère dans cette zone de la colonne. Hormis les faibles nombres de Reynolds, ce phénomène est observé très souvent dans nos expériences. Nous présenterons dans ce qui suit quelques cas types illustrant ce phénomène dans l'un des deux fluides utilisés dans notre étude. Avec notre système PIV, nous avons mesuré, dans une fenêtre fixe de façon eulérienne, l'évolution du champ de vitesses du liquide au cours du temps après le passage de la sphère rigide.

La figure II.19 montre les champs de vitesses et les cartes de lignes de courants obtenus à une position donnée et à différents instants et qui représentent la réponse du fluide 1% PAAm après le passage d'une sphère en acier de 8 mm de diamètre. On constate ainsi successivement pour des temps d'acquisition croissants :

- la fin de la zone du sillage négatif derrière la sphère rigide,
- le déplacement du fluide dans un sens opposé à celui du sillage négatif mais à une vitesse absolue locale relativement faible par rapport à celle obtenue dans le sillage négatif,
- la division du fluide en deux morceaux, l'un se déplaçant en mouvement ascendant et l'autre en mouvement descendant,
- le déplacement ascendant du fluide.

On constate ainsi qu'à cette position de la colonne le fluide a subi deux sens de déplacement en 0,6 secondes. Ce mouvement ondulatoire qui traduit la force de rappel au sein du fluide au passage de la sphère est lié au caractère élastique du fluide. En fin de processus et après la dissipation des oscillations qui accompagnent la sédimentation de la sphère, le fluide reprend son état de repos initial.

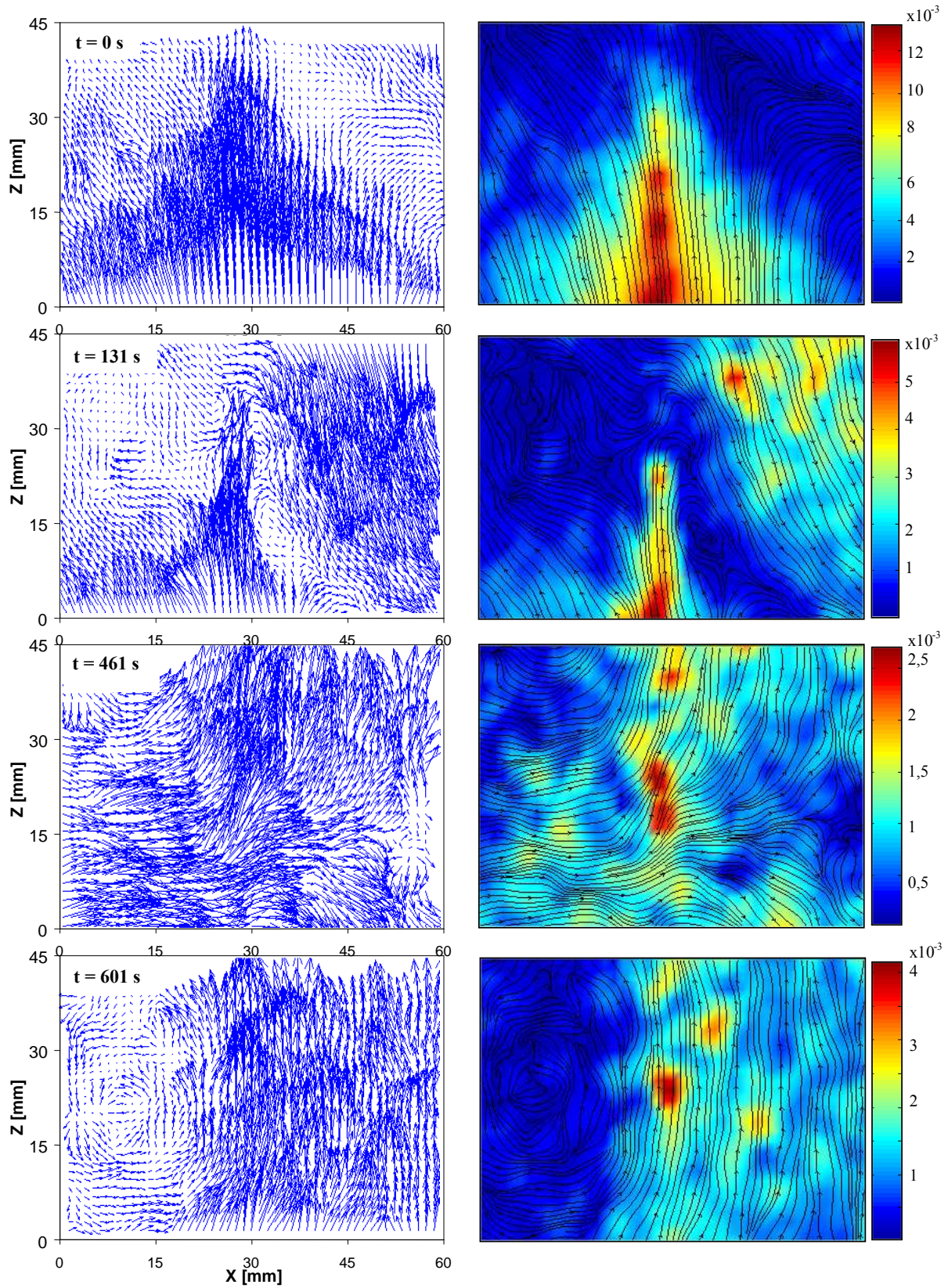


Figure II.19. Exemple illustrant la réponse du fluide après le passage d'une sphère en acier ($d = 8$ mm) dans 1% PAAM. Champ de vitesses et lignes de courant.

II.7. Interactions entre sphères dans des solutions de PAAM

Dans cette partie, nous étudierons les interactions entre sphères en sédimentation dans les solutions 0,5 et 1% PAAM. Pour tenter de comprendre ces mécanismes d'interaction, nous utiliserons d'une part la technique PIV pour mesurer les champs de vitesses autour des sphères et d'autre part la caméra rapide pour visualiser le phénomène dynamique. Nous nous intéresserons en particulier aux interactions entre des sphères identiques, c'est à dire de même type et de même taille.

II.7.1. Visualisation par caméra rapide

Considérons le cas de deux sphères lâchées en ligne dans un fluide viscoélastique, la seconde étant introduite au bout d'un temps Δt après la première. Lors de la sédimentation de ces deux sphères, deux comportements peuvent alors être observés :

- les deux sphères se rapprochent et finissent par se contacter,
- elles restent séparées durant leur sédimentation.

Dans les expériences réalisées pour cette étude, la seconde sphère est introduite dans la colonne après la première sphère au bout d'un intervalle de temps commandé par le PC. La distance séparant les deux sphères est obtenue à partir des images prises par la caméra rapide. Avant leur introduction dans la colonne de 0,7 m de hauteur, les sphères passent préalablement dans un tube, de diamètre légèrement supérieur à celui des sphères considérées et dont la partie inférieure est immergée dans le fluide. Ce dispositif permet ainsi d'éviter une éventuelle vitesse initiale de la particule d'une part et l'entraînement de petites bulles d'air derrière les sphères d'autre part. Trois scénarios d'interactions entre les deux sphères sédimentant dans les solutions 0,5 et 1% PAAM ont pu être observés pour les différentes expériences. Le premier scénario (scénario 1) concerne, deux sphères en ligne ou excentrées, sédimentant dans une solution de PAAM sur le même axe vertical. Il est caractérisé par un rapprochement progressif des sphères jusqu'à la formation d'un doublet. Le cas contraire est rarement observé, sauf lorsque la distance de séparation initiale est très importante. Par contre, dans le cas de sphères excentrées qui correspond à une déviation de l'axe de sédimentation de la seconde sphère par rapport à celui de la sphère de tête, on a pu visualiser des rapprochements et des séparations des deux sphères. Le deuxième et le troisième scénario concernent tous deux le cas des sphères excentrées sédimentant sur des axes différents, ces deux sphères restent séparées d'une distance quasi constante (scénario 2) ou d'une distance variable

(scénario 3). Les différentes expériences réalisées pour étudier les interactions entre deux sphères dans les solutions 0,5% et 1% PAAm nous ont permis de visualiser les différents scénarios cités ci-dessus. Plusieurs tailles de sphères ont été utilisées dans la solution 1% PAAm. En ce qui concerne la solution 0,5% PAAm dans laquelle le phénomène de sédimentation est plus rapide, nous n'avons pas pu étudier les plus grandes tailles. Nous détaillerons dans ce qui suit les différents scénarios d'interactions obtenus en utilisant la solution 1% PAAm.

II.7.1.1. Cas du rapprochement entre deux sphères en interaction

Pour ce scénario on considère le cas de deux sphères identiques en ligne sédimentant dans la solution 1% PAAm. La figure II.20 montre des images des deux sphères en acier de 5 mm de diamètre prises par la caméra rapide en mouvement descendant. La distance initiale entre les deux sphères est $d_i = 5,47$ cm. On peut voir sur les images le rapprochement progressif entre les deux sphères pour former un doublet. A partir de l'instant $t = 1$ s, la caméra rapide se déplace dans le même sens que les sphères mais avec une vitesse supérieure à celle des deux sphères, ce qui explique la différence de hauteur entre les images.

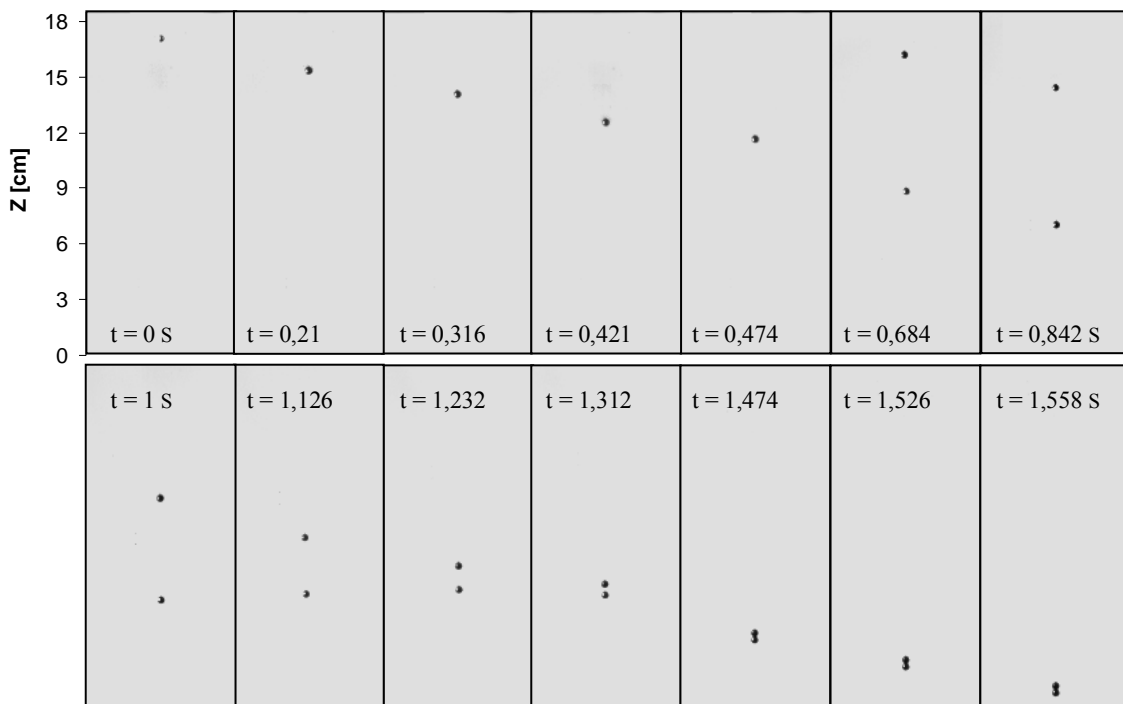


Figure II.20. Images de la formation d'un doublet de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm) en ligne sédimentant dans 1% PAAm. $d_i = 5,47$ cm. (La caméra se déplace avec les sphères).

A partir des résultats de la figure II.20, nous avons représenté sur la figure II.21 l'évolution des positions des deux sphères en fonction du temps. Cette figure montre le rapprochement des deux sphères durant leur sédimentation. Les pentes des deux courbes correspondant à chaque sphère sont logiquement faibles au début de la sédimentation des particules et deviennent rapidement plus importantes du fait de l'accélération des deux sphères, en formant le doublet.

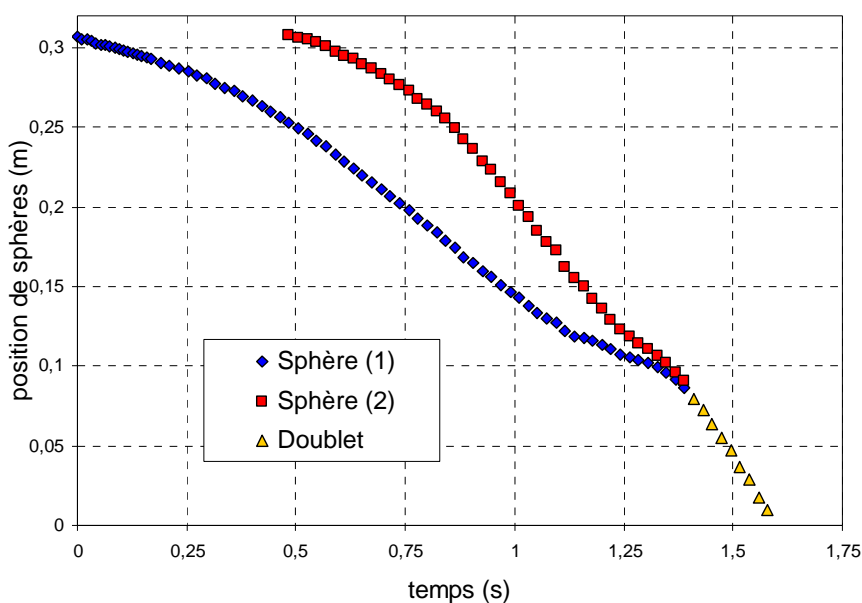


Figure II.21. Evolution des positions de deux sphères identiques (en acier, $d = 5 \text{ mm}$ et $d_i = 5,47 \text{ cm}$) en ligne, sédimentant dans 1% PAAm, correspondant au cas de la figure II.20.

Sur la figure II.22a sont reportées les évolutions des vitesses instantanées des sphères, correspondant aux résultats précédents. On peut remarquer les différents changements de vitesses des sphères pendant leur sédimentation. Au début de la chute, la vitesse de la première sphère atteint rapidement la vitesse terminale de chute d'une sphère isolée qui est que $0,104 \text{ m/s}$ dans ce cas. Cette vitesse atteint un valeur relativement constante (autour de $0,21 \text{ m/s}$) peu après l'introduction de la seconde sphère dans la colonne. Cependant, la seconde sphère rigide est accélérée dès son introduction dans la colonne et atteint une valeur maximale de $0,36 \text{ m/s}$. Cette accélération est essentiellement due à une diminution de la viscosité locale du fluide du fait de sa rhéofluidification après le passage de la première sphère. Ensuite, on peut constater que les deux sphères rigides commencent en même temps une étape de décélération (à $t = 1 \text{ s}$), et que les variations de vitesses des deux sphères restent harmonisées jusqu'à la formation du doublet. La succession des accélérations et des décélérations pourrait être assimilée au phénomène d'overshoot et d'undershoot dont nous parlerons plus loin. Enfin, la formation du doublet s'accompagne d'une nouvelle accélération et sa vitesse atteint $0,45 \text{ m/s}$.

Du point de vue régime d'écoulement, la figure II.22b montre l'évolution du nombre de Reynolds généralisé durant la sédimentation des deux sphères. Ainsi, dès l'introduction de la seconde sphère le pseudo régime stationnaire (rampant) de la première sphère ($Re \sim 1$) semble être perturbé pour devenir instationnaire, le nombre de Reynolds restant toutefois inférieur à 5. Pour la seconde sphère le nombre de Reynolds augmente jusqu'à 10 du fait de la rhéofluidification du fluide pour atteindre finalement une valeur voisine de 5 au moment de la formation du doublet.

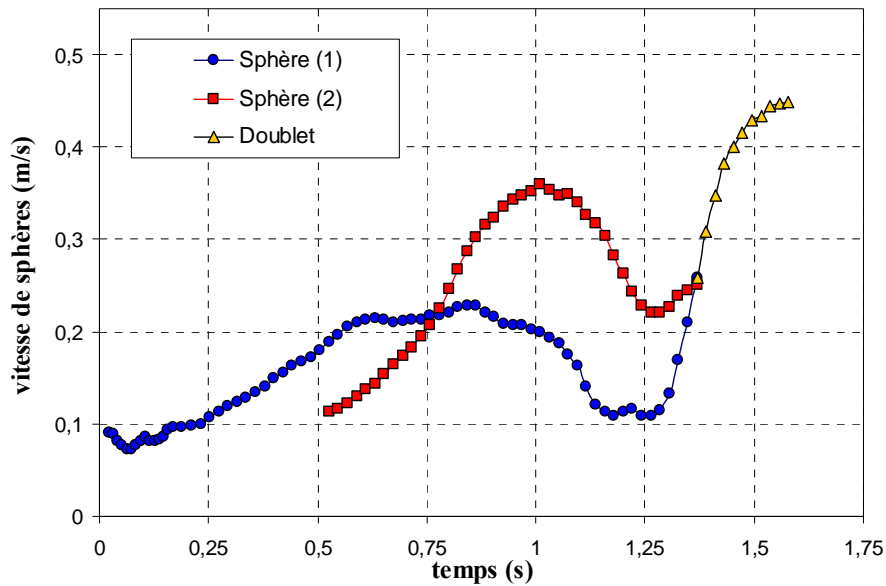


Figure II.22a. Evolution des vitesses instantanées des deux sphères identiques (en acier, $d = 5 \text{ mm}$ et $d_i = 5,47 \text{ cm}$) sédimentant en ligne dans 1% PAAm, correspondant à la figure II.20.

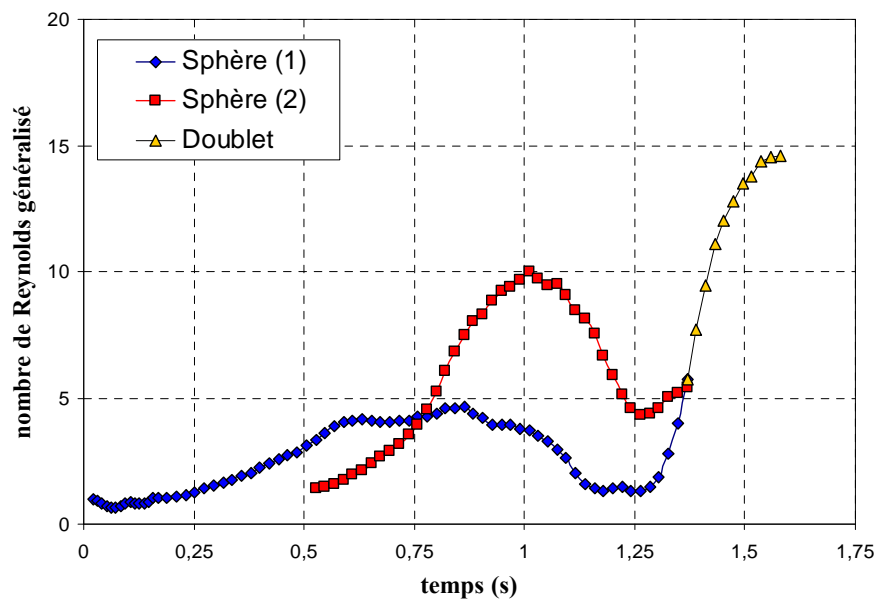


Figure II.22b. Evolution du nombre de Reynolds généralisé de deux sphères identiques (en acier, $d = 5 \text{ mm}$ et $d_i = 5,47 \text{ cm}$) sédimentant en ligne dans 1% PAAm, correspondant à la figure II.20.

II.7.1.2. Cas de la séparation de deux sphères en interaction

Dans cette section, nous traitons la sédimentation de deux sphères successives excentrées. La seconde sphère est introduite dans la colonne avec un décalage horizontal $e = 2$ mm et axial $d_i = 10$ mm par rapport à la première sphère placée tantôt à droite, tantôt à gauche de la seconde sphère. Les expériences ont montré que le choix de l'emplacement (à gauche ou à droite) n'avait aucune influence. On distingue dans ce cas de figure deux scénarios : le premier concerne une distance de séparation entre les deux sphères variant au cours de la sédimentation. Le second correspond à une distance de séparation constante ou quasi constante.

II.7.1.2.1. Cas d'une séparation avec éloignement

Dans ce cas, la seconde sphère est lâchée dans la colonne avec un décalage entre les axes de sédimentation de $e = 2$ mm par rapport à l'axe de la première sphère. La distance de séparation initiale entre les deux sphères est $d_i = 10$ mm. Les films enregistrés par la caméra rapide ont permis de constituer la figure II.23.

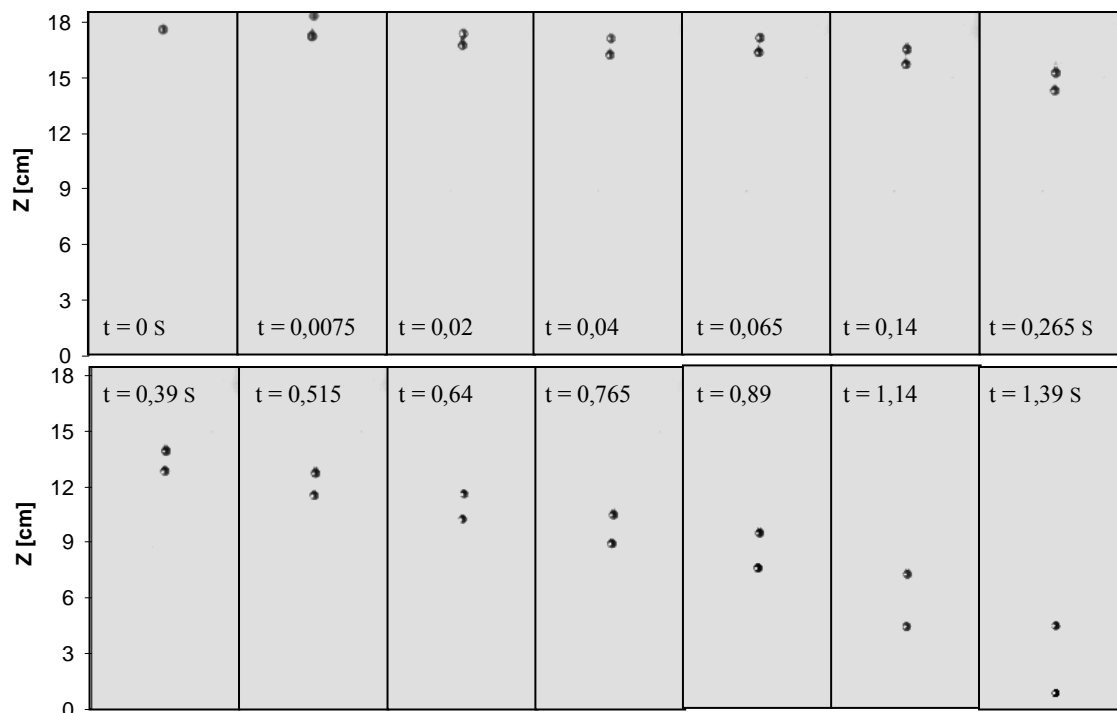


Figure II.23. Images prises par la caméra rapide de l'éloignement de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm, $d_i = 10$ mm et $e = 2$ mm) excentrées et sédimentant dans 1% PAAM.

On constate que la seconde sphère rattrape la première aussitôt qu'elle est introduite dans la colonne, mais les deux sphères ne restent pas longtemps en contact et se séparent de nouveau. Cette séparation est suivie par un mouvement ascendant puis descendant des deux sphères (mouvement oscillatoire). Ce phénomène d'oscillation des sphères appelé overshoot et undershoot caractérise la sédimentation de sphères en régime transitoire avant l'obtention du régime permanent et sera traité dans la section suivante. Après ce mouvement oscillatoire, les deux sphères se séparent de plus en plus jusqu'au fond de la colonne. Le traitement des images correspondant au cas de la figure II.23 a permis de déterminer les évolutions des positions et des vitesses instantanées des deux sphères en fonction du temps (figures 3.24 et 3.25).

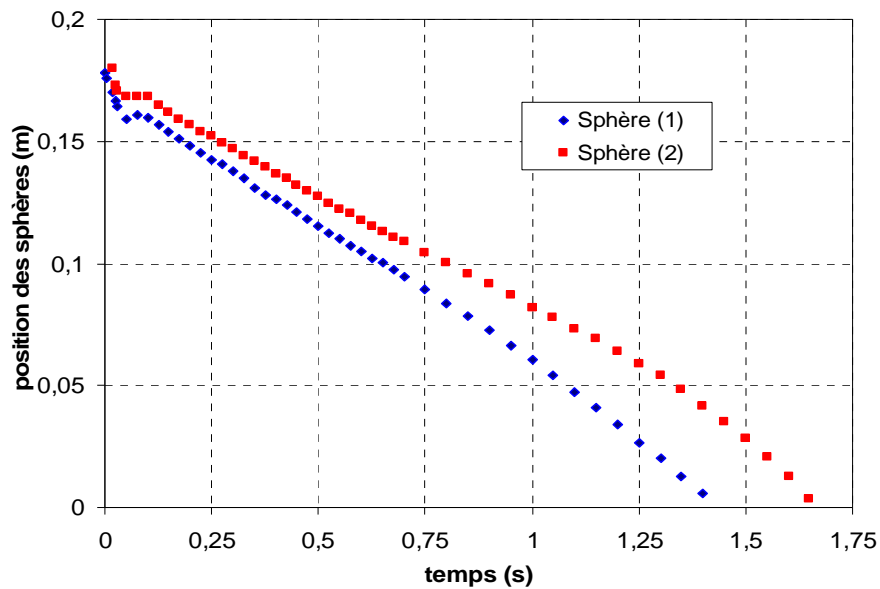


Figure II.24. Evolution des positions de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm, $d_i = 10$ mm et $e = 2$ mm) excentrées sédimentant dans 1% PAAM, correspondant à la figure II.23.

Sur la figure II.24, l'évolution de la position des sphères en fonction du temps montre clairement le rapprochement entre les sphères en début de sédimentation et l'éloignement progressif des deux sphères. Cet éloignement se traduit sur la figure II.25 par l'accélération de la première sphère dans un premier temps puis de la seconde un peu plus tard pendant la sédimentation.

Sur la figure II.25a, on constate le phénomène de l'overshoot et l'undershoot sur les courbes de vitesses, notamment pour la première sphère en début de sédimentation. La vitesse de la sphère de tête dans l'overshoot est 5 fois plus importante que la vitesse terminale de chute qui est de 0,104 m/s pour ces particules. Lorsque le régime permanent est atteint, les deux sphères conservent leurs vitesses et la distance qui les sépare est préservée pendant une durée de 0,7 s environ. Cette

séquence est ensuite suivie de l'accélération de la première sphère et par conséquent l'augmentation de la distance entre les deux sphères. L'écoulement dans ce cas conserve sa stabilité et reste stationnaire ($Re \sim 1$) après l'overshoot et l'undershoot, comme le montre l'évolution du nombre de Reynolds généralisé durant la sédimentation des deux sphères sur la figure II.25b.

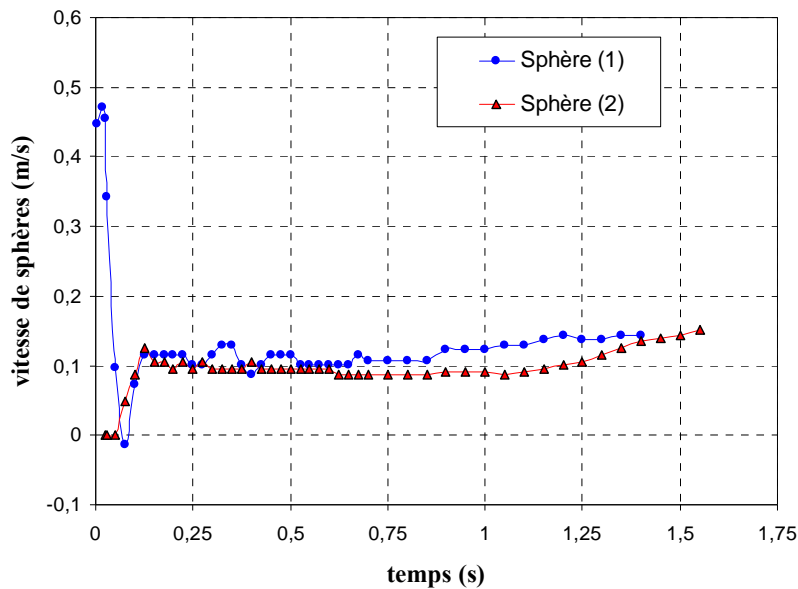


Figure II.25a. Evolution des vitesses instantanées de deux sphères identiques (en acier, $d = 5 \text{ mm}$ et $d_i = 10 \text{ mm}$) excentrées sédimentant 1% PAAm, correspondant à la figure II.23.

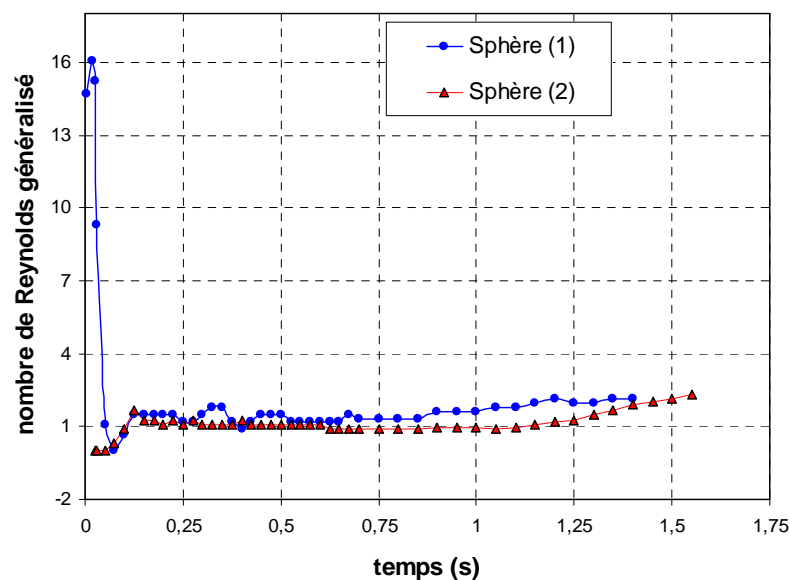


Figure II.25b. Evolution du nombre de Reynolds généralisé de deux sphères identiques (en acier, $d = 5 \text{ mm}$ et $d_i = 10 \text{ mm}$) excentrées, sédimentant dans 1% PAAm, correspondant à la figure II.23.

II.7.1.2.2. Cas d'un intervalle régulier

Comme dans le cas précédent, on lâche la seconde sphère dans la colonne de façon qu'elle soit excentrée de 2 mm par rapport à la première. La figure II.26 présente des séquences de la sédimentation dans la solution 1% PAAm de sphères en acier de 5 mm de diamètre. Elle montre que la distance entre les sphères reste constante peu après l'introduction de la seconde sphère dans la colonne, la distance initiale étant de 15,85 mm.

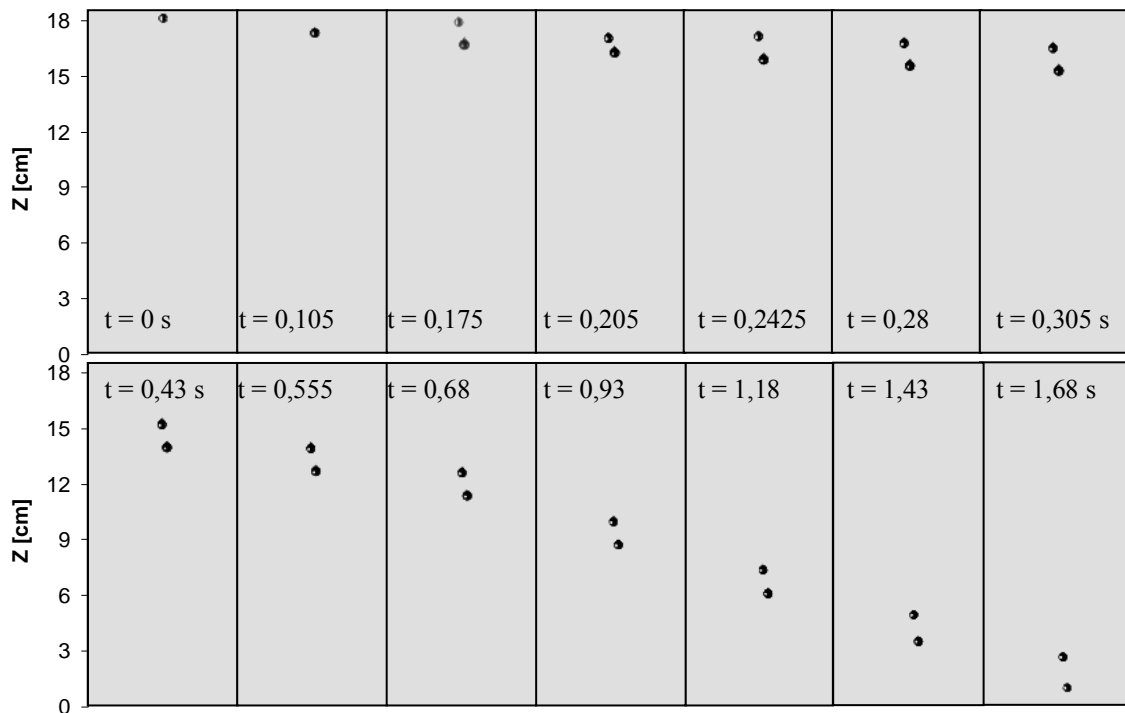


Figure II.26. Images prises par la caméra rapide de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm, $d_i = 15,85$ mm et $e = 2$ mm) excentrées, sédimentant avec un intervalle régulier dans 1% PAAm.

Les figures 3.27 et 3.28a et b présentent respectivement les évolutions des positions, des vitesses et le nombre de Reynolds généralisé des sphères en fonction du temps. Les courbes de positions sont quasi parallèles, ce qui confirme la distance constante de séparation entre les sphères lors de la sédimentation. En ce qui concerne les vitesses, après une étape transitoire de l'overshoot et d'undershoot au début, elles deviennent constantes assez rapidement pendant la sédimentation. L'évolution du nombre de Reynolds montre un régime stationnaire rampant pour l'écoulement autour des deux sphères, le nombre de Reynolds étant constant et de l'ordre de 1 pour chacune des sphères.

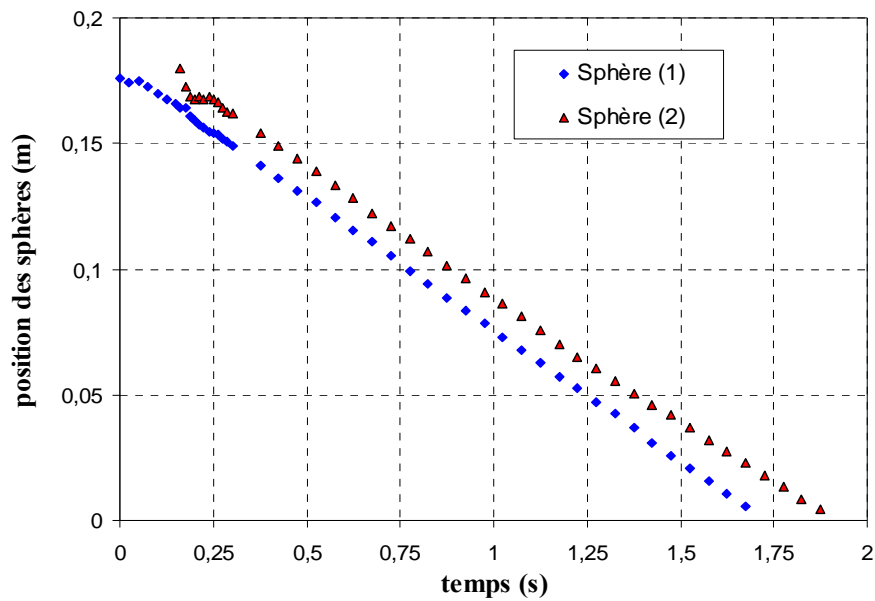


Figure II.27. Evolution des positions de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm, $d_i = 15,85$ mm et $e = 2$ mm) excentrées, sédimentant avec un intervalle régulier dans 1% PAAm, correspondant à de la figure II.26.

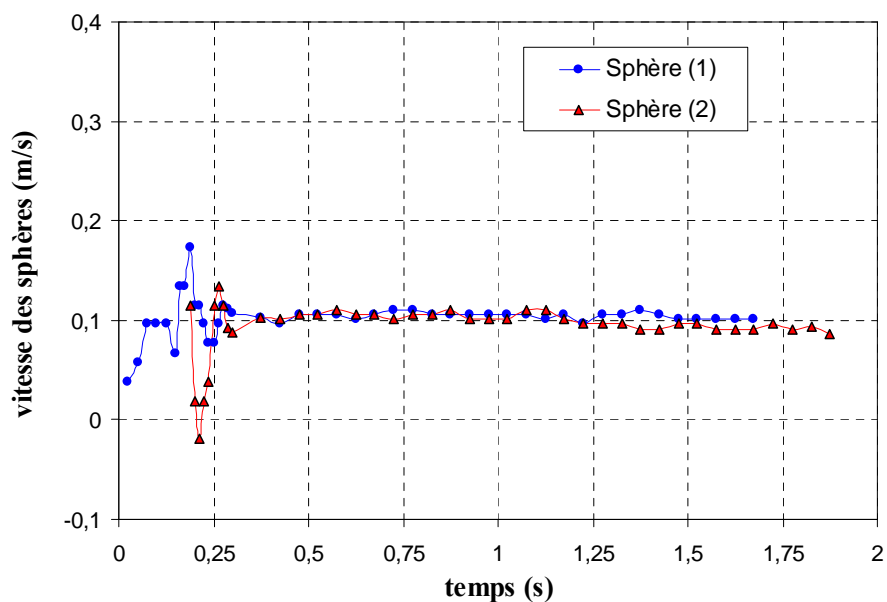


Figure II.28a. Evolution des vitesses de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm, $d_i = 15,85$ mm et $e = 2$ mm) excentrées, sédimentant avec un intervalle régulier dans 1% PAAm, correspondant à la figure II.26.

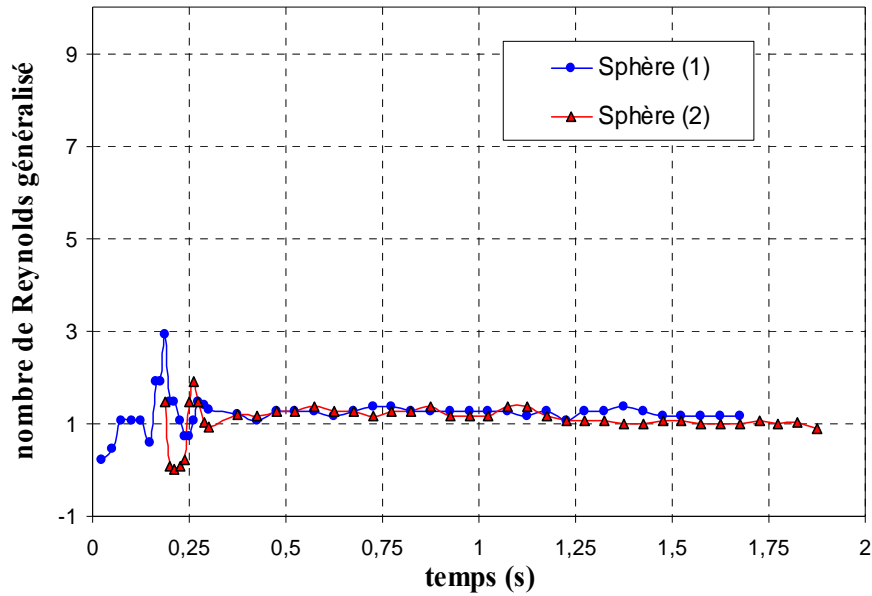


Figure II.28b. Evolution du nombre de Reynolds généralisé de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm, $d_i = 15,85$ mm et $e = 2$ mm) excentrées sédimentant avec un intervalle régulier dans 1% PAAm, correspondant au cas de la figure II.26.

D'après les trois cas précédents, nous concluons que la sédimentation de deux sphères dans la solution de PAAm peut se terminer par la formation d'un doublet ou non, selon le type d'introduction de la seconde sphère. Dans le cas où la seconde sphère est en ligne avec la première sphère (même axe de sédimentation), la formation du doublet est quasi certaine pour des distances de séparation initiale relativement petites. Mais lorsque l'axe de la seconde sphère est décalé horizontalement par rapport à celui de la première, trois scénarios peuvent être identifiés : sédimentation avec formation du doublet, séparation avec éloignement des deux sphères ou avec un intervalle régulier. Ces scénarios sont caractérisés par les régimes d'écoulement suivants : transitoire pour le premier scénario, et relativement stationnaires (à savoir rampant) pour les deux autres.

Pour tous les scénarios, la vitesse de la seconde sphère est toujours supérieure ou égale à celle de la première. Ceci est dû à la création des contraintes après le passage de la première sphère, se traduisant par une diminution de la viscosité locale qui favorise à son tour la sédimentation donc l'accélération de la seconde sphère.

II.7.2. Champs de vitesses autour de sphères en interaction

Dans cette section, on présente les champs de vitesses obtenus par PIV autour de deux sphères successives en interaction pendant leur sédimentation dans des solutions 0,5 et 1% PAAm. L'analyse de l'évolution des champs de vitesses obtenus par PIV ne permettra pas d'obtenir autant de détails que lors de la visualisation par caméra rapide du fait de la limitation de la vitesse des caméras du système PIV (30 images par seconde au maximum) par rapport à celle de la caméra rapide. De plus, la faible puissance des lasers (2x15 mJ) rend la détection des particules de traceur délicate par les caméras de PIV, limitant ainsi leurs champs de visions. Nous ne présenterons donc, dans ce qui suit, que les champs de vitesses qui décrivent le mieux l'évolution de l'écoulement autour des deux sphères en interaction.

Conformément à nos observations concernant la sédimentation de deux sphères dans les solutions 0,5 et 1% PAAm, on obtient :

- pour une séparation initiale importante entre les sphères, les champs de vitesses autour de chaque sphère sont similaires à ceux obtenus dans le cas d'une sphère isolée,
- pour des distances initiales entre les sphères relativement petites, les champs de vitesses changent radicalement de structure, surtout dans la zone située entre les sphères.

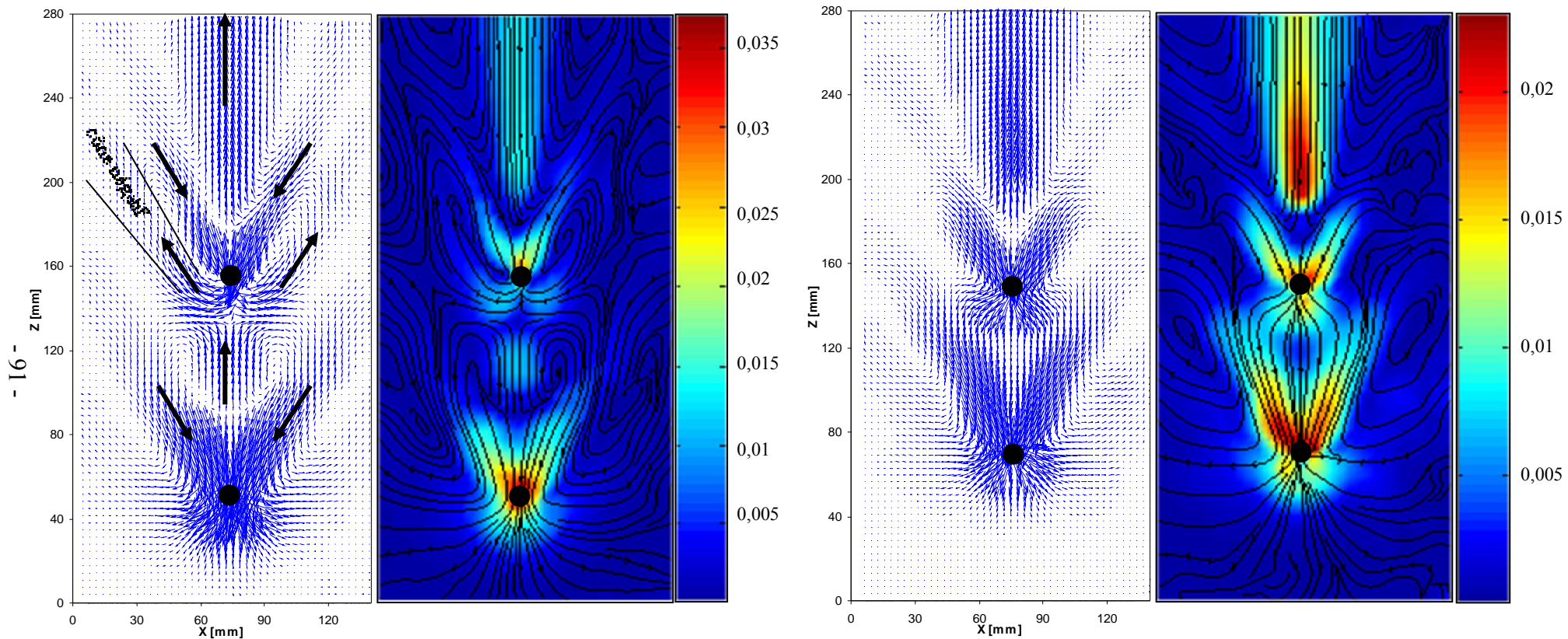


Figure II.29a. Champs de vitesses et lignes de courants autour de deux sphères identiques (en verre, $d = 10$ mm) en interaction dans 0,5% PAAm. Les vitesses des sphères : (à droite) $U(1) = 0,12$ m/s, $U(2) = 0,18$ m/s, $Re(1) = 2,67$ et $Re(2) = 5,33$; (à gauche) $U(1) = 0,115$ m/s, $U(2) = 0,141$ m/s, $Re(1) = 2,48$ et $Re(2) = 3,51$.

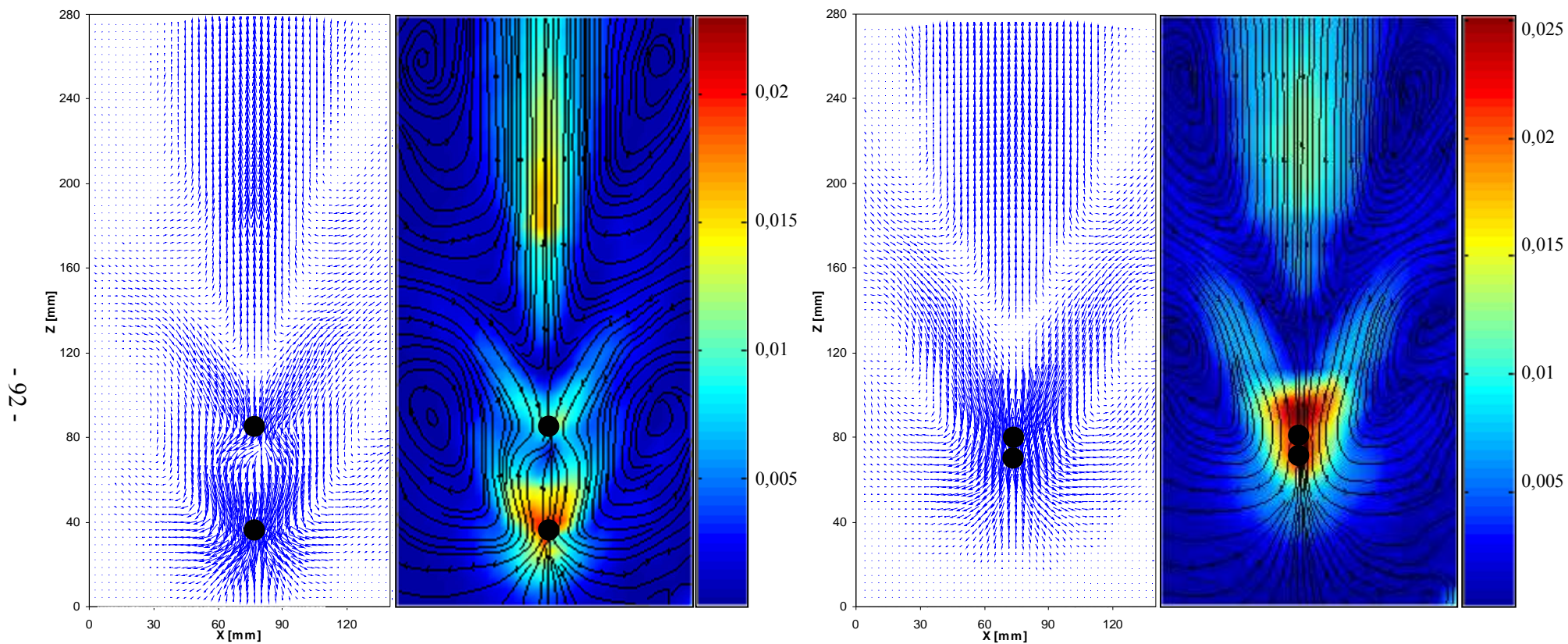


Figure II.29b. Champs de vitesses et lignes de courants autour de deux sphères identiques (en verre, $d = 10$ mm) en interaction dans 0,5% PAAM. Les vitesses des sphères : (à droite) $U(1) = 0,117$ m/s, $U(2) = 0,1087$ m/s, $Re(1) = 2,56$ et $Re(2) = 2,26$; (à gauche) $U(\text{doublet}) = 0,19$ m/s et $Re(\text{doublet}) = 5,84$.

Les figures 3.29 et 3.30 illustrent les champs de vitesses et les cartes de lignes de courant de sphères identiques (en verre de 10 mm de diamètre dans la solution 0,5% PAAm et en acier de 5 mm de diamètre dans la solution 1% PAAm respectivement). Le choix de ces tailles est essentiellement basé sur l'écoulement comparable obtenu autour des sphères dans ces deux cas.

Sur la figure II.29a, le champ de vitesses à gauche (correspondant à $d_i = 80$ mm), met en évidence l'interaction dans la zone comprise entre les deux sphères. On y voit notamment, la rencontre entre le sillage négatif de la sphère de tête et le front de la suivante, ainsi que la recirculation formée sous forme de cône ascendant autour de la seconde sphère. On appellera ce cône : cône creux négatif. On obtient ainsi une structure en double cône. Dans la partie centrale entre les deux sphères, le sillage négatif (de la première sphère) empêche le rapprochement de la seconde. Cependant, des recirculations sont formées dans cette zone et le fluide circule du sillage négatif vers le cône creux qui l'entoure. En terme de vitesse relative, la carte des lignes de courant montre que la vitesse relative du fluide dans la zone du sillage négatif reste modérée par rapport à celle obtenue dans les cônes creux et aux fronts des sphères. Le sillage négatif disparaît du fait du rapprochement des deux sphères (figure II.29a à droite), et la zone centrale entre les deux sphères devient une zone de quasi stagnation, où la vitesse du fluide reste faible par rapport à celles dans les cônes et les fronts.

La figure II.29b gauche montre la fusion entre le cône creux de la sphère de tête et la zone du front de la seconde sphère pour former une zone d'écoulement de plus en plus fermée entre les sphères. Le sillage de la seconde sphère ne semble pas influencé dans le processus de la formation du doublet; il est identique à celui d'une sphère isolée. Autour du doublet de sphères (figure II.29b à droite), la structure de l'écoulement est similaire à celle d'une sphère isolée. La vitesse du doublet vaut environ le double de celle des sphères peu avant sa formation.

Les champs de vitesses obtenus autour de deux sphères dans 1% PAAm sont reportés sur la figure II.30a concernant $d_i = 71$ mm et $d_i = 45$ mm, et la figure II.30b pour $d_i = 18$ mm et le doublet. Ces champs de vitesses et les de lignes de courants correspondant montrent qualitativement les mêmes caractéristiques d'écoulement autour des deux sphères en interaction que pour les billes de verre dans 0,5% PAAm, depuis le rapprochement des sphères jusqu'à la formation du doublet. On constate ainsi la disparition du sillage négatif entre les deux sphères et la fusion du front de la seconde sphère et du cône creux de la sphère de tête avant de former le doublet.

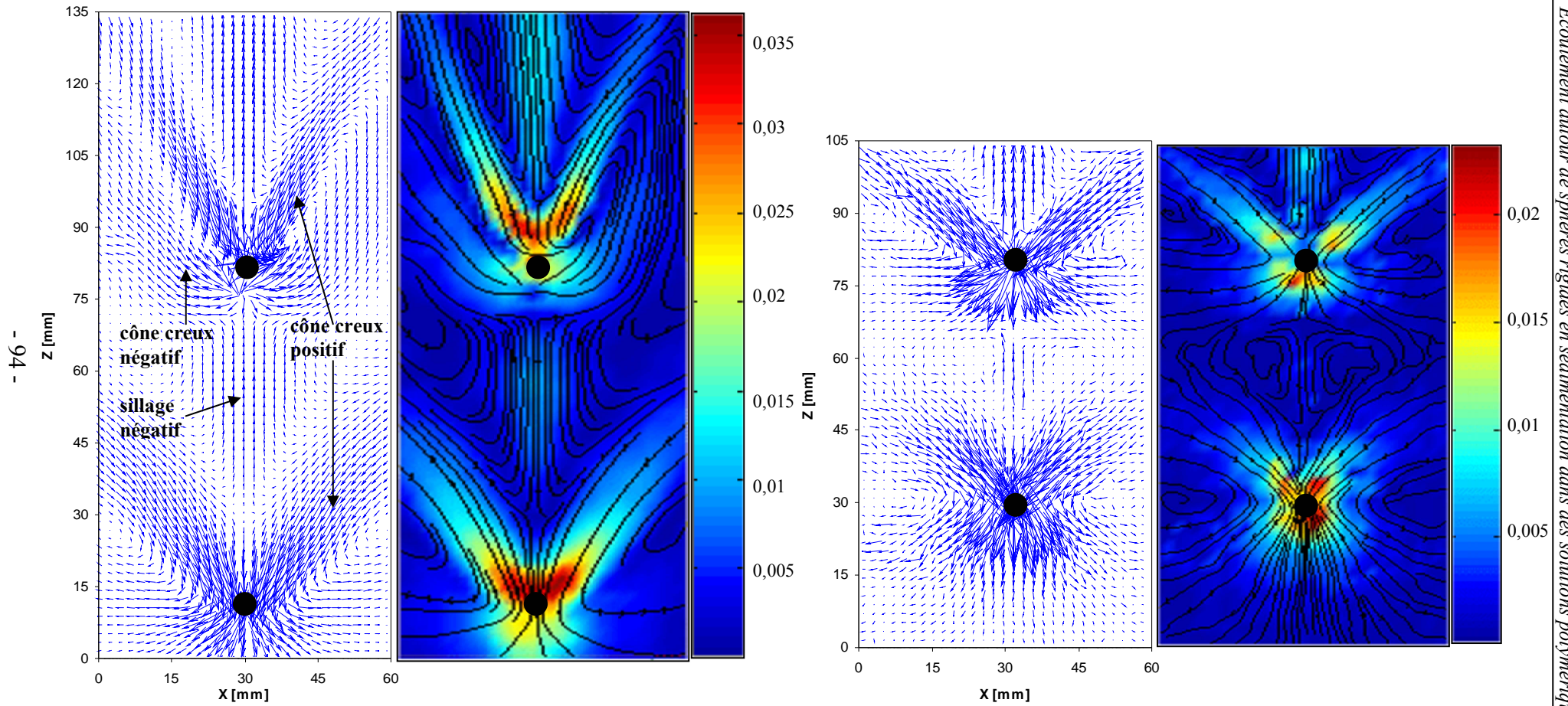


Figure II.30a. Champ de vitesses et carte de lignes de courant autour de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm) en interaction dans 1% PAAm. Les vitesses des sphères : (à droite) $U(1) = 0,104$ m/s et $U(2) = 0,152$ m/s, $Re(1) = 1,23$ et $Re(2) = 2,35$; (à gauche) $U(1) = 0,105$ m/s et $U(2) = 0,108$ m/s, $Re(1) = 1,25$ et $Re(2) = 1,31$.

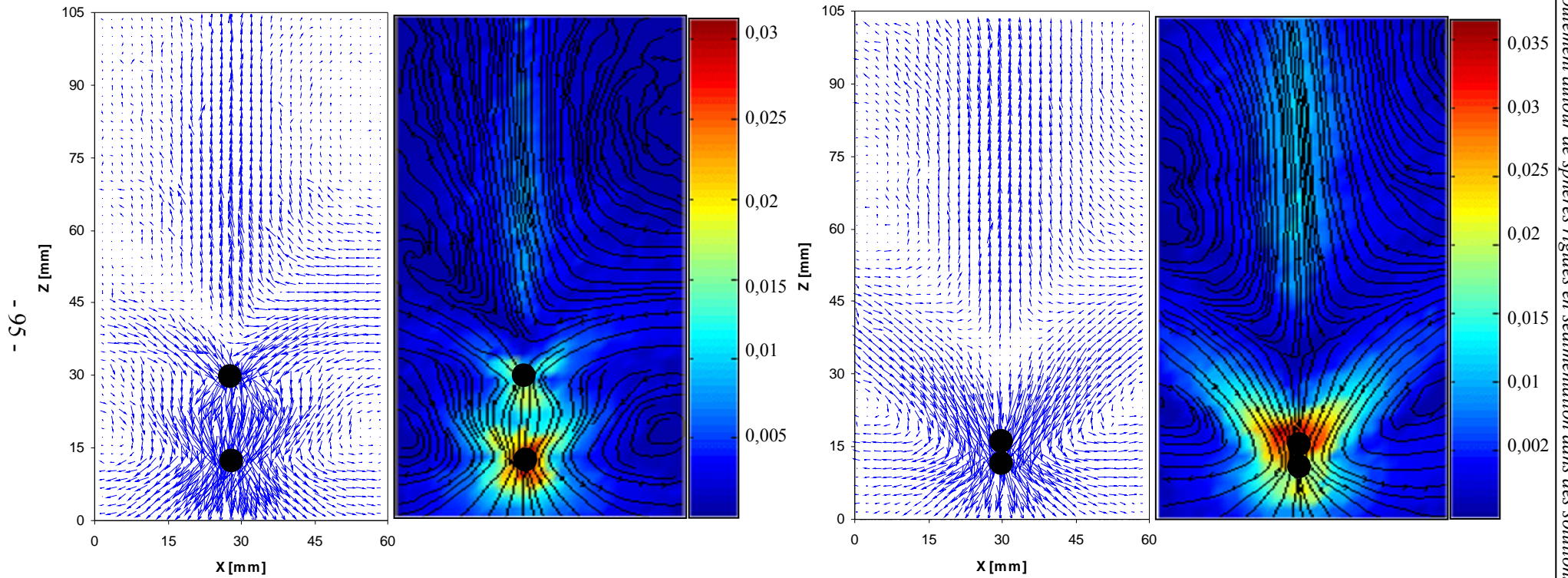


Figure II.30b. Champ de vitesses et carte de lignes de courant autour de deux sphères identiques (en acier, $d = 5$ mm) en interaction dans 1% PAAm. Les vitesses des sphères : (à droite) $U(1) = 0,099$ m/s et $U(2) = 0,132$ m/s, $Re(1) = 1,13$ et $Re(2) = 1,85$; (à gauche) $U(\text{doublet}) = 0,164$ m/s et $Re(\text{doublet}) = 2,67$.

II.7.3. Simulation par LB de la sédimentation de deux sphères rigides

Dans cette section nous présentons des résultats préliminaires de la simulation de deux sphères en sédimentation dans une solution 0,5% PAAm, correspondant aux résultats expérimentaux. Le champ de vitesses obtenu pour deux sphères identiques en verre de 10 mm de diamètre est présenté sur la figure II.31 qui montre clairement les interactions obtenues lors du rapprochement entre les deux sphères, à savoir, la formation de la recirculation entre le front de la seconde sphère et le sillage négatif de la première. Ce champ de vitesses est qualitativement en bon accord avec celui de l'expérience reporté sur la figure II.29a qui correspond aux mêmes conditions, notamment en ce qui concerne l'allure globale de la structure de l'écoulement autour des deux sphères et la recirculation du fluide à la rencontre du sillage négatif avec le front de la seconde sphère.

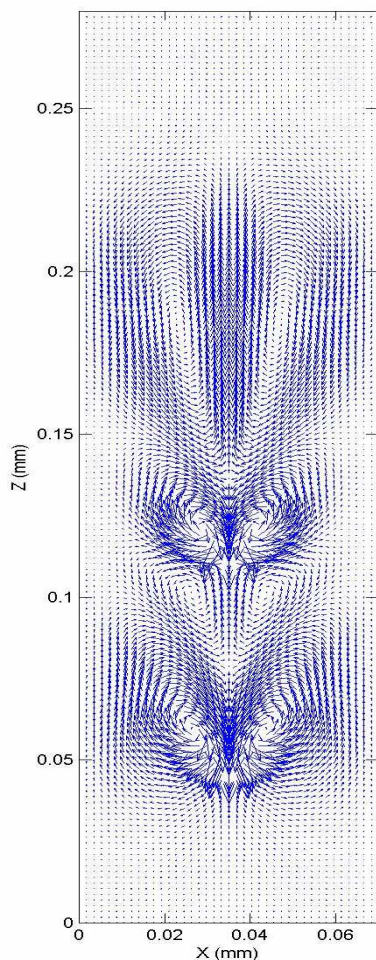


Figure II.31. Sédimentation en ligne de deux sphères en verre ($d = 10$ mm) dans 0,5% PAAm. Simulation par l'approche Lattice Boltzmann.

II.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié expérimentalement les écoulements autour de sphères en sédimentation dans des fluides non newtoniens viscoélastiques. Nous avons présenté des résultats concernant les caractéristiques hydrodynamiques autour d'une sphère isolée dans deux solutions de PAAm. Les champs de vitesses et les lignes de courant obtenus à l'aide de la technique PIV nous ont permis de mettre en évidence la structure de l'écoulement autour d'une sphère rigide. Cette structure montre trois zones différentes : une zone au front de la sphère dans laquelle le liquide est en mouvement descendant, une zone centrale de sillage négatif de forme conique où le liquide se déplace vers le haut dans le sens opposé à celui de la sédimentation et enfin une zone correspondant au cône creux qui entoure le sillage négatif et dans laquelle le liquide est dirigé vers la sphère. Cette structure est comparable à celle obtenue dans le cas d'une bulle en ascension dans des solutions de PAAm (Funfschilling et Li, 2001).

L'influence des caractéristiques viscoélastiques du fluide sur l'angle d'ouverture du cône creux θ a été mise en évidence. Ainsi, pour une solution de PAAm, l'angle θ décroît avec les nombres de Reynolds, de Deborah et de Mach viscoélastique et croît avec la concentration de la solution PAAm pour des valeurs fixées de ces nombres adimensionnels. La structure du champ de vitesses autour d'une sphère avec notamment l'angle θ , peut de ce fait être caractérisée en fonction de ces nombres adimensionnels.

Par ailleurs, l'écoulement autour de deux sphères successives sédimentant dans des solutions de PAAm a été caractérisé à travers les champs de vitesses correspondant aux différentes interactions entre sphères. Quelques scénarios d'interactions entre deux sphères identiques ont pu être identifiés par la visualisation du phénomène avec la caméra rapide. Ces scénarios montrent que la sédimentation de deux sphères peut se terminer par la formation d'un doublet ou non. Ceci est conditionné par la distance initiale (horizontale ou verticale) entre les axes des sphères. Il est difficile de déterminer une distance critique à partir de laquelle la formation du doublet est possible, et ce, à cause de la rhéofluidification du fluide durant la sédimentation.

Chapitre III

**Ascension de bulles dans
des fluides non newtoniens :
interactions et coalescences**

Chapitre III

Ascension de bulles dans des fluides non newtoniens : interactions et coalescences

L'étude du comportement des bulles dans un milieu liquide relève d'intérêt général tant sur le plan de la recherche fondamentale que sur le plan des applications industrielles. Parmi les champs d'applications on pourra citer : les colonnes à bulles, les fermenteurs aérés, les procédés de dévolatilisation des polymères et de lubrifiants, l'élaboration de nouveaux matériaux, la sûreté d'installations due aux mousses et à la décharge, la sidérurgie, l'industrie du verre, l'industrie pétrolière etc.... Ce thème concerne également des applications importantes dans d'autres domaines telles que la volcanologie ou l'océanologie.

L'établissement et la validation de modèles hydrodynamiques, de transfert de chaleur et de matière entre les bulles et le milieu liquide nécessitent la connaissance et la compréhension de la dynamique des bulles. Si plusieurs études ont été consacrées dans la littérature à la dynamique des bulles dans l'eau, l'influence des propriétés rhéologiques de fluides complexes non newtoniens sur le comportement des bulles demeure inexplicée, et ce, malgré l'intérêt porté à ce domaine de recherche, notamment ces dernières années, à travers les différentes études menées avec différentes techniques de mesures. L'utilisation de la technique PIV dans la dynamique des bulles en ascension dans des fluides non newtoniens a permis de lever le voile sur plusieurs phénomènes qui restent néanmoins incompris.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au comportement de bulles en ascension dans des fluides non newtoniens, viscoélastiques et rhéofluidifiants (solutions 0,5% et 1% PAAm), et notamment aux cas d'une bulle isolée et de plusieurs bulles en interaction durant leur ascension dans un train unique. Pour cela, nous avons utilisé deux techniques de mesures : la caméra rapide afin de mettre en évidence les phénomènes liés aux interactions des bulles durant leur ascension et la technique PIV qui permet de décrire l'écoulement local autour de bulles à travers des mesures de champs de vitesses instantanés.

Dans la première partie, nous présentons une revue bibliographique des différents travaux existants dans le domaine de la dynamique des bulles dans des milieux non newtoniens, en particulier viscoélastiques et rhéofluidifiants, pour le cas d'une bulle isolée et de plusieurs bulles en interaction.

La deuxième partie sera consacrée à l'étude expérimentale du comportement d'une bulle isolée dans des fluides non newtoniens, en utilisant la technique PIV. Cette étude constitue un complément des travaux de thèse de Funfschilling (1999).

La dernière partie portera sur les interactions entre bulles dans des fluides non newtoniens. Nous nous intéresserons particulièrement aux différents scénarios de coalescence de bulles dans un même train de bulles.

III.1. Revue bibliographique

Dans cette partie, nous ferons essentiellement un rappel des différentes caractéristiques concernant l'écoulement autour d'une ou de plusieurs bulles dans des milieux non newtoniens.

III.1.1. Cas d'une bulle isolée

La vitesse ascensionnelle d'une bulle isolée, sa forme ainsi que le champ de vitesses qui l'entoure sont différents selon que le fluide soit newtonien ou non newtonien. Durant les quarante dernières années, l'intérêt porté à l'étude d'une bulle isolée en ascension dans un fluide non newtonien n'a cessé de grandir, surtout avec l'évolution des techniques en matière de mesure et de caractérisation. Parmi ces études, on pourra citer celles de Astarita et Appuzzo (1965); Leal *et al.* (1971); Achaya *et al.* (1977); Sigli et Coutanceau (1977); Zana et Leal (1978); Acharya et Ulbrecht, (1978); Hassager (1979); Bisgaard (1983); De Kee *et al.* (1990); Terasaka et Tsuge (1991); Chhabra (1993); Rodrigue et De Kee (2002); Funfschilling et Li (2001) et de Herrera-Velarde *et al.* (2003).

III.1.1.1. Vitesse ascensionnelle

Les premiers travaux relatifs à l'ascension d'une bulle dans un milieu non newtonien, concernent la vitesse ascensionnelle des bulles en fonction de leur volume. Astarita et Appuzzo (1965) ont constaté la présence d'une discontinuité dans l'évolution de la vitesse ascensionnelle des bulles en fonction de leurs volumes dans des solutions non newtoniennes. Un saut de vitesse ascensionnelle est en effet obtenu pour un volume critique des bulles. Cette discontinuité a lieu pour des bulles d'environ 6.10^{-3} m de diamètre équivalent selon Zana et Leal (1978) ou pour des volumes

de bulles compris entre 10 et $100 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$ selon Astarita et Appuzzo (1965) et Haque *et al.* (1988) ou encore pour des vitesses ascensionnelles comprises entre 1 et $10 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ d'après les travaux de Acharya *et al.* (1977) et $0,5$ à $10 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ selon Haque *et al.* (1988). Cette discontinuité concerne les fluides rhéofluidifiants et les fluides viscoélastiques. Des facteurs multiplicatifs correspondant à ce saut de vitesse ascensionnelle peuvent atteindre des valeurs de 5 à 10 pour Leal *et al.* (1971) et de 6 à 10 pour Astarita et Appuzzo (1965). Un exemple de discontinuité est présenté sur la figure III.1 (Herrera-Velarde *et al.*, 2003).

Acharya *et al.* (1977) et Kawase et Ulbrecht (1981) ont établi l'expression (III.1) suivante pour déterminer le rayon critique correspondant à cette discontinuité dans le cas de l'ascension d'une bulle sous des conditions normales de pression et de température. Chhabra (1993) a rapporté que cette expression était basée sur les analyses de Bond et Newton (1928) et Levich (1962) :

$$R_{\text{critique}} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \quad (\text{III. 1})$$

Cette expression montre que la taille critique de la bulle est influencée par la tension superficielle σ plutôt que par les caractéristiques rhéologiques de la phase continue (Chhabra, 1993). Ce rayon critique correspondrait aussi au passage du régime de Stokes au régime de Hadamard (décrit dans le chapitre II).

L'origine de cette discontinuité est contestée jusqu'à présent. Diverses explications ont été avancées pour la justifier. La première relie cette discontinuité au changement de l'interface de la bulle lors de la transition du régime de Stokes (interface rigide) au régime d'Hadamard- Rybczynski (interface libre ou déformable).

Zana et Leal (1978) et Leal *et al.* (1971) ont obtenu, pour un fluide newtonien, un saut théorique de vitesse de $3/2$ lors du changement de régime, ce qui pourrait indiquer que le saut de 5 à 10 obtenu dans les fluides non newtoniens n'est pas uniquement dû au passage du régime de Stokes à celui d'Hadamard- Rybczynski.

Zana et Leal (1978) qui n'ont pas observé de discontinuité de la vitesse ascensionnelle en étudiant l'ascension de bulles de CO_2 (ce dernier étant absorbé par la phase continue), ont proposé un modèle pour expliquer la présence de la discontinuité de la vitesse ascensionnelle. Dans leur modèle dit "des surfactants", les polymères agissent à la surface de la bulle comme des surfactants. Le gradient de surfactants induit par l'écoulement à la surface de la bulle entraînerait une condition de non-glissement à cette surface. La discontinuité observée dans les fluides viscoélastiques serait due à la disparition brutale de ce recouvrement de surfactants pour des bulles plus grosses.

Pour déterminer l'effet des surfactants sur la vitesse ascensionnelle des bulles en fonction de leur volume, Rodrigue *et al.* (1996) ont réalisé des expériences dans des milieux newtoniens et non newtoniens. Leurs travaux montrent que dans le cas de fluides newtoniens, la discontinuité est absente, que ce soit en présence ou en absence de surfactants ; tandis que pour des fluides non newtoniens, la discontinuité dépend à la fois de la concentration en polymère et de la présence de surfactants.

Du fait que les polymères agissent comme des surfactants, Rodrigue *et al.* (1996) ont conclu que la discontinuité résulterait du rapport de forces de tension de surface et d'élasticité du fluide. Ainsi, la discontinuité serait provoquée par l'augmentation du rapport force élastique/force de tension de surface. Rodrigue et De Kee (1999) ont visualisé le saut de vitesse par une caméra rapide, en comparant deux bulles de volume supérieur et inférieur au volume critique.

Récemment, Herrera-Velarde *et al.* (2003) ont étudié l'ascension des bulles dans trois solutions 0,15% ; 0,2% et 0,25% PAAm. Pour ces trois solutions, la discontinuité de la vitesse ascensionnelle a lieu entre 50 et 70.10⁻⁹ m³ comme la figure III.1 l'illustre.

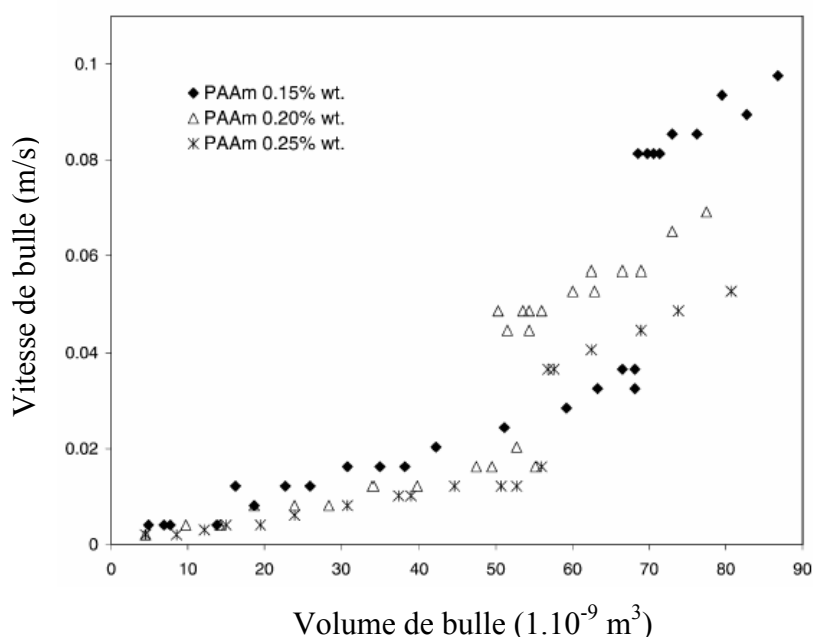


Figure III.1. Vitesse ascensionnelle de bulle en fonction de son volume dans des solutions de PAAm (Herrera-Velarde *et al.*, 2003).

Parmi les nombreuses recherches effectuées sur le sujet, cette discontinuité n'est pas toujours observée par certains auteurs ; cela est notamment le cas de De Kee *et al.* (1986), Chan Man Fong (1994), Miyahara et Yamanaka (1993), Mouline (1996) et Funfschilling (1999). Herrera-Velarde *et*

al. (2003) ont signalé que cette absence était due au fait que les volumes de bulles utilisés dans ces travaux étaient supérieurs au volume critique de bulle correspondant au saut de vitesse ascensionnelle. De même, les travaux menés dans cette étude ne nous ont pas permis d'observer cette discontinuité, les volumes des bulles produites par notre système d'injection étant dans tous les cas supérieurs à 90.10^{-9} m^3 .

Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer au travail de synthèse de Rodrigue et De Kee (2002) portant sur la discontinuité de la vitesse ascensionnelle de bulle en fonction du volume.

III.1.1.2. Forme des bulles

La forme des bulles en ascension dans des fluides viscoélastiques ou rhéofluidifiants a été étudiée par plusieurs auteurs (Astarita et Apuzzo (1965); Calderbank *et al.* (1970); De Kee et Chhabra (1988); De Kee *et al.* (1990); Funfschilling (1999), Tsukada *et al.* (1990) et Herrera-Velarde *et al.* (2003) etc...). Ces auteurs ont décrit la forme des bulles en fonction de leurs volumes. A faible volume, la bulle présente une forme sphérique qui passe à une forme d'ellipsoïde allongée se transformant très vite en goutte d'eau renversée (ou forme de poire), puis en calotte sphérique. On peut remarquer qu'en dehors de la forme sphérique, la forme des bulles obtenues dans ces fluides se caractérise, par rapport à celle obtenue dans les fluides newtoniens, par la présence d'une queue bidimensionnelle souvent axisymétrique à l'arrière de la bulle.

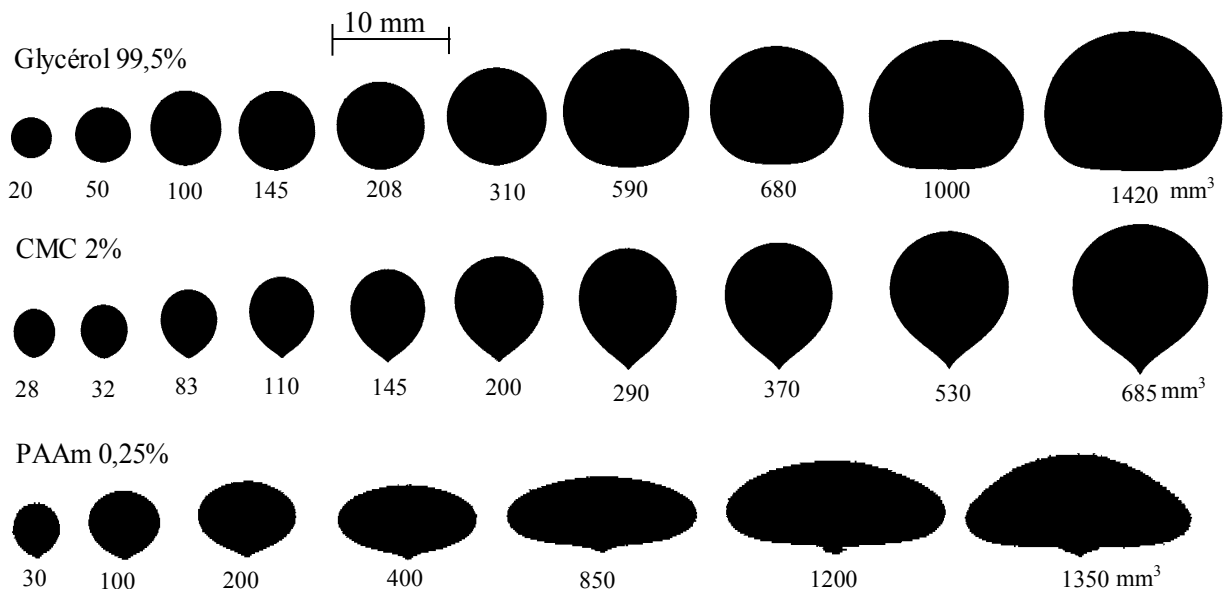


Figure III.2. Forme générique des bulles en fonction de leurs volumes dans des fluides newtoniens (99,5% glycérol) et non newtonien (2% CMC et 0,25% PAAm). Funfschilling (1999).

Funfschilling (1999) a visualisé des bulles de différente taille dans plusieurs fluides newtoniens et non newtoniens afin de décrire l'évolution de la forme des bulles en fonction de leur volume. La figure III.2 montre les différentes formes de bulles obtenues en fonction du volume pour des solutions 0,25% PAAm (solution viscoélastique), 2% CMC (solution rhéofluidifiante) et 99,5% glycérol (fluide newtonien).

De Kee et Carreau (1993) ont remarqué que l'ajout de surfactants influence la forme des bulles, mais ne présente qu'une influence négligeable sur la vitesse ascensionnelle. Comme pour les fluides newtoniens en présence de surfactants, le changement de forme est obtenu pour des bulles de volume plus important.

Herrera-Velarde *et al.* (2003) se sont intéressés aux formes de bulles ayant des volumes inférieurs et supérieurs au volume critique correspondant au saut de vitesse. Les formes obtenues par visualisation sont conformes à celles présentées sur la figure III.2.

Certains auteurs se sont par ailleurs intéressés à la forme de la queue de la bulle. Hassager (1979) a constaté que cette queue peut ne pas être axisymétrique dans des fluides très viscoélastiques. Dans une solution de 1% PAAm dans du glycérol, il a remarqué la présence de la queue même pour de petites tailles de bulles sensées être parfaitement sphériques. En étudiant expérimentalement la forme de la queue, Liu *et al.* (1995) ont constaté une grande variété de formes de ces queues bidimensionnelles.

Sousa *et al.* (2004) ont étudié le changement de forme de la queue d'une bulle de Taylor durant son ascension dans deux solutions viscoélastiques et rhéofluidifiantes 0,8% et 1% CMC. Ils ont remarqué que l'asymétrie de la queue influence l'écoulement proche dans le sillage qui devient alors tridimensionnel.

III.1.1.3. Champ de vitesses autour d'une bulle

La détermination des champs de vitesses autour des bulles constitue un paramètre capital dans l'étude de leur dynamique. En effet, elle permet de donner une information locale primordiale pour comprendre l'écoulement qui les entourent et sert de référence de comparaison pour les études numériques. Plusieurs progrès ont été réalisés ces dernières années dans la détermination des champ de vitesses en présence notamment de fluides non newtoniens, tant expérimentalement que numériquement.

L'écoulement obtenu autour d'une bulle en ascension dans un fluide viscoélastique est caractérisé par l'existence d'une traînée négative dans le sillage de la bulle mentionnée pour la

première fois par Hassager (1979) et nommée "sillage négatif". Par la suite, plusieurs études expérimentales ont confirmé la présence de ce sillage négatif.

Sur le plan expérimental, Coutanceau et Hajjam (1982) ont déterminé des champs de vitesses autour d'une bulle dans un fluide viscoélastique (3,5% Polyox). Ils ont remarqué une perte de symétrie d'écoulement entre l'amont et l'aval de la bulle en comparaison avec le cas d'une bulle dans un fluide newtonien visqueux. Bisgaard (1983) a utilisé un anémomètre laser Doppler (LDA) pour mesurer l'intensité de ce sillage négatif dans l'axe de symétrie de bulles en ascension dans une solution de PAAm. Il a conclu que le sillage négatif obtenu derrière la bulle ne démarrait qu'au delà d'une certaine distance de cette dernière.

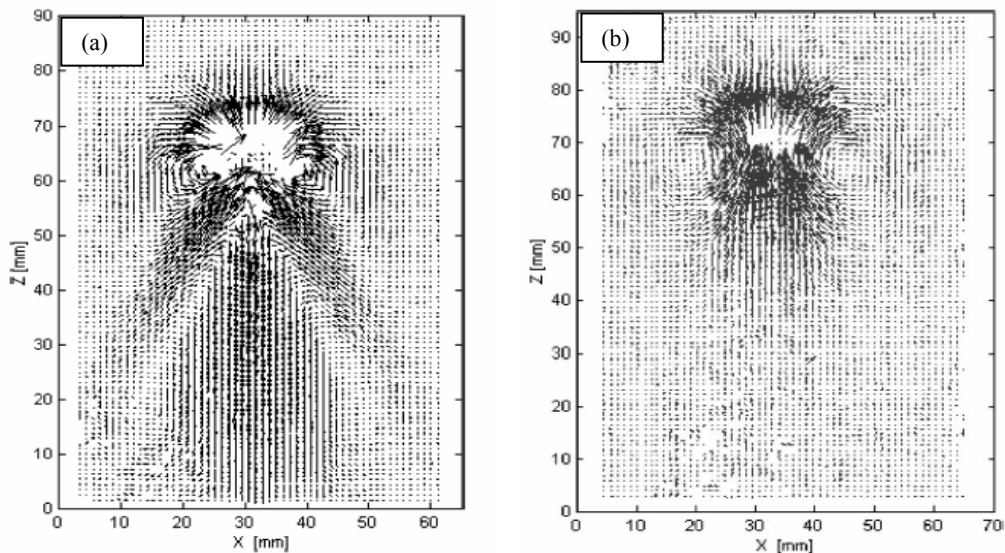


Figure III.3. Champs de vitesses autour de bulles obtenus par PIV. (a) bulle ($V_b = 1200.10^{-9} m^3$) dans une solution 0,75% PAAm; (b) bulle ($V_b = 1100.10^{-9} m^3$) dans une solution newtonienne de glycérine. (Funfschilling et Li, 2001).

Funfschilling et Li (2001) ont étudié l'écoulement autour d'une bulle en ascension dans des fluides newtoniens et non newtoniens en utilisant d'une part la technique PIV pour mesurer les champs de vitesses et d'autre part la technique de biréfringence pour déterminer les champs de contraintes. Ils ont pu décrire pour la première fois la structure globale de l'écoulement autour d'une bulle dans des solutions viscoélastiques de PAAm et en particulier la forme conique du sillage négatif. Les champs de vitesses obtenus par PIV ont montré que la zone du front de la bulle était similaire à celle d'une bulle dans un fluide newtonien (voir figure III.3). Dans le sillage de la bulle, les champs de vitesses montrent une zone centrale de sillage négatif de forme conique où le fluide est descendant dans le sens opposé au déplacement de la bulle. Cette zone est entourée par un cône

creux où le fluide est en mouvement ascendant vers la bulle. Ainsi, le travail de Funfschilling et Li (2001) constitue une preuve tangible sur l'existence du sillage négatif.

Récemment, Sousa *et al.* (2004) ont utilisé la technique PIV pour mesurer les champs de vitesses dans le sillage d'une bulle de Taylor en ascension dans deux solutions de CMC ayant pour concentration 0,8% et 1%. Ces auteurs qui ont étudié les effets de la queue de la bulle sur l'écoulement dans le sillage ont aussi constaté l'existence du sillage négatif dans les deux solutions.

D'un point de vue numérique, la combinaison de l'interface libre déformable de la bulle et de la rhéologie complexe des fluides a longtemps limité la réussite de toute tentative de simulation de champs de vitesses autour de bulles en ascension dans des fluides viscoélastiques. Certains auteurs comme Kawase et Ulbrecht (1981), Leal *et al.* (1971) ou Chhabra et Dhingra (1986), se sont intéressés à la résolution du champ de vitesses autour d'une bulle sphérique dans des fluides viscoélastiques pour calculer le coefficient de traînée. Cependant, ce type de résolution ne permet pas de mettre en évidence la présence du sillage négatif et d'accéder à la forme de la bulle.

Ce n'est que très récemment, que Frank et Li (2005) ont réussi à simuler le champ de vitesses et le champ de contraintes autour d'une bulle en ascension dans une solution 0,5% PAAm en utilisant un modèle basé sur l'approche des réseaux de Boltzmann avec un schéma à énergie libre et prenant en compte la rhéologie du fluide représentée par un modèle rhéologique de Maxwell du 6^{ème} ordre avec les effets de rhéofluidification. Les résultats de simulation sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par PIV et biréfringence. Ainsi, la forme de la bulle ainsi que la structure globale du champ de vitesses avec le sillage négatif et le cône creux qui l'entourent sont similaires aux résultats obtenus expérimentalement par visualisation et par PIV.

III.1.2. Interaction hydrodynamique entre bulles

Afin de se rapprocher du cas des colonnes à bulles ou de plusieurs applications industrielles comportant un écoulement polyphasique, nous nous intéresserons dans ce qui suit aux interactions entre bulles dans les fluides non newtoniens. Dans certains cas, ces interactions peuvent mener au phénomène de coalescence de bulles, phénomène souhaitable dans certaines applications mais le plus souvent évité pour d'autres. Plusieurs travaux de la littérature ont porté sur l'étude du phénomène de coalescence dans des fluides newtoniens (Clift *et al.* (1978); De Nevers et Wu (1971); Bhaga et Weber (1980); Gera et Gautam (1995); Narayanan *et al.* (1974); Chhabra (1993); Manga et Stone (1993); Terasaka et Tsuge (1991)) et non newtoniens (Chhabra (1993); De Kee *et al.* (1986); De Kee et Chhabra (1988); Acharya et Ulbrecht (1978); Li *et al.* (1997); Li *et al.* (2001); Li *et al.* (1998) et Lin et Lin (2003)).

III.1.2.1. Physique du phénomène de coalescence

En général, le phénomène de la coalescence se décompose en trois étapes distinctes (Chhabra 1993) :

- Approche des deux bulles, la seconde bulle entrant dans le sillage de la bulle de tête
- Contact des deux bulles ; dans le sillage de la bulle de tête la seconde bulle rencontre moins de résistance à l'avancement et se rapproche ainsi rapidement de la bulle de tête pour entrer en contact avec elle (collision). Les deux bulles sont séparées par un film liquide fin. Cette étape est contrôlée par l'hydrodynamique du liquide.
- Drainage et rupture du film entre les bulles. Si les deux bulles restent en contact suffisamment longtemps, le film liquide entre les bulles s'amincit par drainage jusqu'à la rupture. Selon Acharya et Ulbrecht (1978) et Chaudhari et Hofman (1994) la rupture a lieu lorsque l'épaisseur du film liquide séparant les deux bulles atteint $30 \cdot 10^{-9}$ m et $10 \cdot 10^{-9}$ m respectivement.

Evidemment, la vitesse de drainage du film au cours de la troisième étape détermine si la coalescence a lieu ou non (Chhabra, 1993). Si le temps consacré au drainage du film jusqu'à la rupture est plus long que le temps de contact entre les deux bulles, alors elles se séparent. Enfin, il faut préciser que la dernière phase est très rapide par rapport aux deux premières.

III.1.2.2. Interactions des bulles dans un fluide non newtonien

De Kee *et al.* (1986) ont étudié la coalescence latérale entre deux bulles injectées simultanément à une même hauteur et séparées d'une certaine distance dans des solutions de PAAm et de CMC. Ils ont observé des interactions entre les bulles qui aboutissent parfois à des coalescences en ligne. Ces interactions seraient liées selon eux à l'orientation des chaînes moléculaires au passage des bulles, les molécules déjà orientées résistant moins à l'écoulement. Ils ont constaté d'une part que l'élasticité réduit notablement la coalescence et d'autre part que la présence de surfactants influence la coalescence en altérant la forme des bulles. Cette hypothèse est confirmée par De Kee et Carreau (1993) qui ont étudié, pour des solutions de polymères viscoélastiques, l'influence de l'ajout de surfactants sur la coalescence entre deux bulles dans ces fluides viscoélastiques. Ces auteurs ont observé que l'ajout de surfactants retarde le mouvement interfacial entre les deux bulles, ce qui ralentit le drainage du film entre les bulles en contact.

L'étude de Li *et al.* (1997) a été menée sur le système dynamique dissipatif que constitue un train de bulles dans un fluide non newtonien où des coalescences en ligne ont lieu. En utilisant des

outils de la physique du chaos, ces auteurs ont montré que le phénomène de coalescence en ligne des bulles dans un train de bulles en milieu viscoélastique était chaotique.

Li *et al.* (1998) ont étudié l'ascension en ligne de bulles dans un train, injectées périodiquement dans des solutions viscoélastiques de PAAm. Ces auteurs ont constaté, en mesurant les vitesses d'ascension des bulles en fonction de la période d'injection, que si la vitesse de la bulle de tête restait relativement constante, celle des bulles qui la suivent était plus élevée et influencée par la période d'injection des bulles. Ces auteurs expliquent cet effet par le fait que, lors de son ascension, la bulle de tête cisaille localement le fluide, entraînant dans son sillage l'existence d'un couloir d'une viscosité réduite qui favorise l'augmentation de la vitesse ascensionnelle des bulles suivantes et qui persiste jusqu'à la relaxation complète des contraintes dans le fluide. Ces auteurs ont ainsi conclu que la création de contraintes au passage d'une bulle ainsi que leur relaxation dans le temps constituaient le mécanisme prépondérant gouvernant l'interaction en ligne et la coalescence des bulles, l'effet du sillage négatif étant moins important. Ceci confirme, les hypothèses avancées par Li *et al.* (1997) qui annonçaient que le phénomène de coalescence était gouverné par l'accumulation et la relaxation des contraintes résiduelles.

Pour expliquer le comportement de bulles dans un train, Li *et al.* (2001) ont utilisé une approche cognitive qui leur a permis de déduire que le train de bulles se comportait comme une colonne de fourmis qui optimisent leur trajet en fonction des contraintes extérieures (reliefs, prédateurs). En effet, une bulle a tendance à suivre la bulle qui la précède à cause du champ de contraintes résiduelles obtenu après le passage de la bulle qui la précède et où la viscosité est plus faible. Finalement, ces bulles s'adaptent en modifiant leur comportement pour former des schémas complexes dans les interactions et la coalescence. En dépit de la présence du sillage négatif, une bulle qui suit une autre bulle peut entrer dans le champ de contraintes résiduelles dominantes derrière la bulle qui la précède, provoquant ainsi une interaction du fait de son accélération ou bien la coalescence lorsque les deux bulles sont très proches (Li *et al.*, 1998).

III.1.2.3. Champs de vitesses autour de bulles en coalescence

Funfschilling et Li (2001) furent les premiers chercheurs à utiliser la PIV et la biréfringence pour déterminer les champs de vitesses et les champs de contraintes autour de deux bulles en phase de coalescence dans des solutions de PAAm. Lin et Lin (2003) étudient en utilisant un système PIV, le phénomène de coalescence entre deux bulles dans un train pour une solution 1,5% PAAm. Lorsque la deuxième bulle se rapproche de la bulle de tête, le liquide entre ces deux bulles est

drainé sur les côtés, puis circule derrière la deuxième bulle. Dans cet écoulement complexe, les champs de vitesses et des contraintes évoluent constamment ainsi que la forme de la seconde bulle.

Le phénomène de coalescence est aussi rencontré dans le cas des gouttes. Une étude intéressante a été menée dans ce cadre par Verdier *et al.* (2002) sur la coalescence de deux microgouttes de polymère P1 au sein d'un polymère P2. L'utilisation d'un système micro-PIV leur a permis de décrire le champ de vitesses au sein des gouttes. Lors de la coalescence, l'extension des gouttes se fait suivant un axe déterminé, les vecteurs vitesses étant tous dirigés suivant cet axe et orientés vers l'interface entre les deux gouttes. Bien que cette étude ait été réalisée en milieu newtonien, elle présente un attrait très intéressant pour le phénomène de coalescence en milieu newtonien et non newtonien.

III.1.2.4. Paramètres agissant sur la coalescence

De façon générale, plusieurs paramètres peuvent influencer le phénomène de coalescence, notamment l'élasticité du fluide, la viscosité, la présence de surfactants et la période d'injection. L'élasticité ralentit la phase de drainage donc d'amincissement du film entre deux bulles qui coalescent, ce qui représente une résistance à l'étirement des fluides viscoélastiques durant le drainage du film liquide (Acharya et Ulbrecht, 1978). La viscosité favorise la coalescence des bulles (De Kee *et al.* (1986)). La présence de surfactants ralentit la phase de drainage et par conséquent la coalescence (De Kee *et al.* (1990) et De Kee et Carreau (1993)). Des périodes d'injection courtes favorisent la coalescence tant que les contraintes au sein du fluide ne sont pas relaxées (Funfschilling, 1999).

Ce chapitre constitue une suite au travail de thèse de Funfschilling (1999), l'objectif étant de mettre en évidence, les caractéristiques de l'écoulement autour de bulles en ascension isolées et en interaction dans deux solutions de polymères 0,5 et 1% PAAm. A notre connaissance, la coalescence entre deux bulles en ascension dans un train s'effectue toujours en ligne. D'autres scénarios de coalescence de bulles dans un même train seront présentés dans ce chapitre. Cette étude est réalisée en utilisant la caméra rapide pour la visualisation des scénarios, et la technique PIV pour déterminer les champs de vitesses autour des bulles pour les différents scénarios.

III.2. Ascension d'une bulle isolée dans des solutions de PAAm

Afin de comparer les caractéristiques de l'écoulement dans chacune des solutions 0,5% et 1% PAAm, on a choisi des cas de régimes d'écoulement similaires en se basant sur un nombre de Reynolds généralisé du même ordre de grandeur.

III.2.1. Cas de la solution PAAm 0,5%

Pour cette solution, le choix s'est porté sur trois volumes de bulles correspondant à un nombre de Reynolds inférieur à l'unité, autour de l'unité et largement supérieur à l'unité. Les champs de vitesses et les lignes de courant correspondant à ces différents cas sont présentés sur les figures III.4; III.5 et III.6.

Comme l'ont initialement constaté Funfschilling et Li (2001), les champs de vitesses reportés sur ces figures montrent que les trois zones autour de la bulle à savoir, le front, le cône creux et le sillage négatif, sont bien présentes. Une différence entre ces champs de vitesses est toutefois obtenue pour l'ouverture de l'angle θ du cône creux qui entoure la zone centrale du sillage négatif. Ainsi, pour un nombre de Reynolds généralisé faible ($Re = 0,23$), l'angle θ ($\sim 122^\circ$) est plus grand; celui-ci diminue avec l'augmentation du nombre Reynolds. On notera que l'erreur commise sur le calcul de l'angle θ est d'environ 5° à 15° selon le cas.

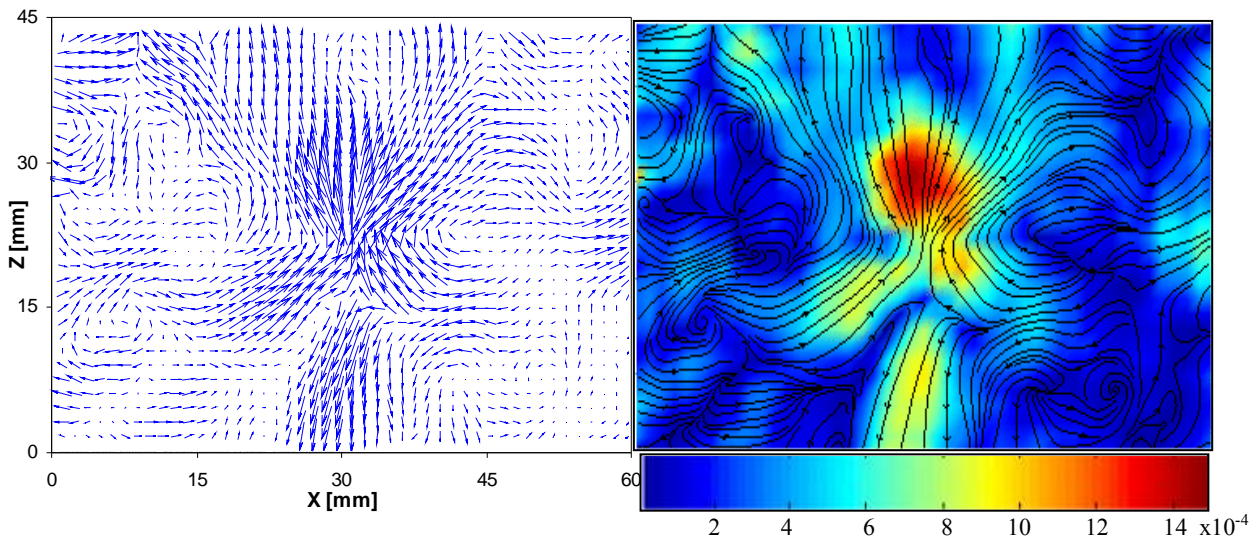


Figure III.4. Champ de vitesses et lignes de courant autour d'une bulle isolée dans une solution 0,5% PAAm. $V_b = 34,3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$; $U_b = 0,0335 \text{ m/s}$; $Re = 0,23$ et $\theta = 122^\circ$.

En ce qui concerne les cartes de lignes de courant reportées sur ces mêmes figures, les vitesses absolues du liquide sont localement importantes dans les trois zones qui entourent la bulle. Les

recirculations de liquide sur les parties latérales de la bulle, entre le cône creux et le front, sont bien visibles sur les lignes de courant, mais semblent absentes sur les champs de vitesses, du fait des valeurs relativement faibles des vitesses obtenues dans ces régions.

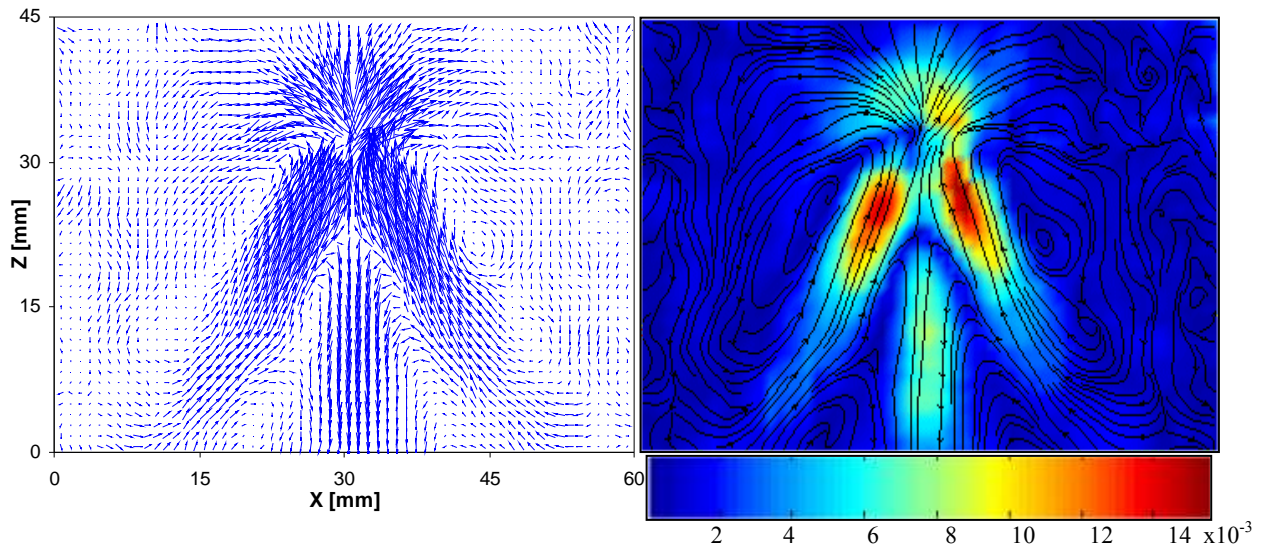


Figure III.5. Champ de vitesses et lignes de courant autour d'une bulle isolée dans une solution 0,5% PAAm. $V_b = 45,1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$; $U_b = 0,11 \text{ m/s}$; $Re = 1,75$ et $\theta = 55^\circ$.

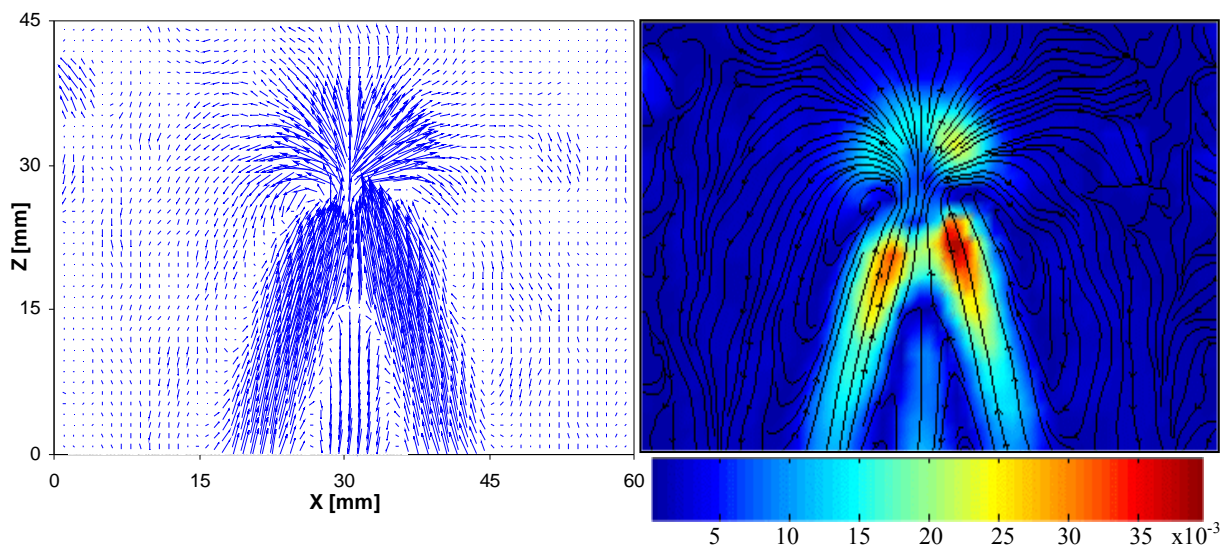


Figure III.6. Champ de vitesses et lignes de courant autour d'une bulle isolée dans une solution 0,5% PAAm. $V_b = 75 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$; $U_b = 0,204 \text{ m/s}$; $Re = 5,38$ et $\theta = 37^\circ$.

III.2.2. Cas de la solution 1% PAAm

Sur les figures III.7, III.8 et III.9 sont représentés les champs de vitesses et les lignes de courant correspondant à l'ascension des bulles dans la solution 1% PAAm. Comme dans le cas précédent, on peut constater sur les champs de vitesses et les lignes de courant :

- les recirculations entre le cône creux et chacune des zones correspondant au front et au sillage négatif sachant qu'elles sont plus prononcées par rapport au celles dans 0,5% PAAm ;
- l'ouverture de l'angle du cône qui diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds généralisé, contrairement aux vitesses locales du liquide dans les trois zones caractéristiques entourant la bulle qui augmentent avec le nombre de Reynolds.

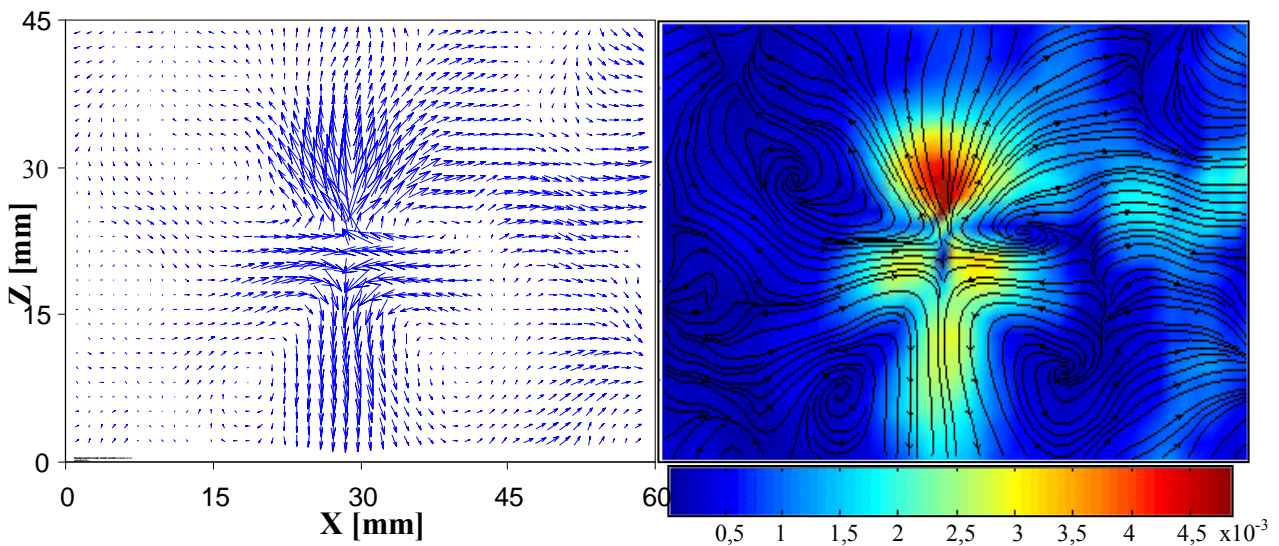


Figure III.7. Champ de vitesses et lignes de courant autour d'une bulle isolée dans une solution 1% PAAm. $V_b = 97.10^{-9} \text{ m}^3$; $U_b = 0,044 \text{ m/s}$; $Re = 0,31$ et $\theta = 142^\circ$.

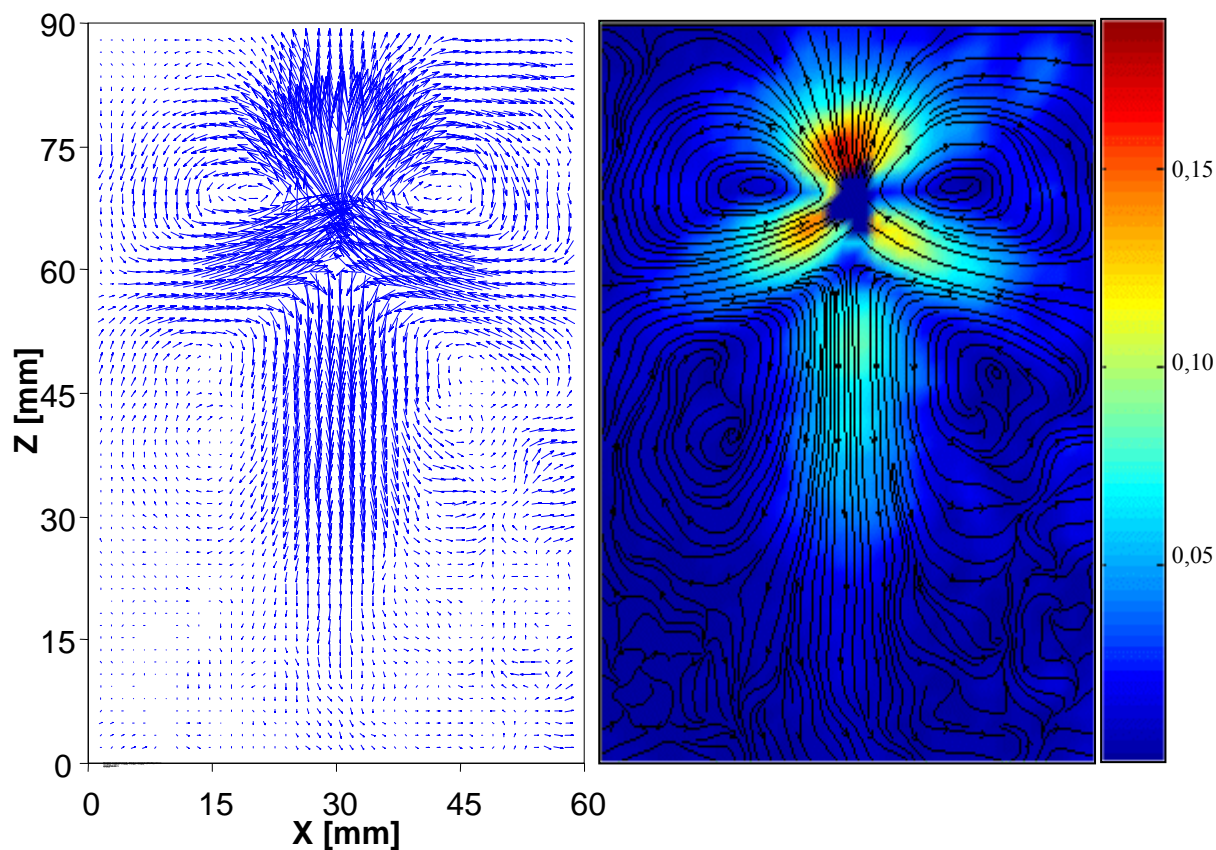


Figure III.8. Champ de vitesses et lignes de courant autour d'une bulle isolée dans une solution 1% PAAm. $V_b = 146 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$; $U_b = 0,085 \text{ m/s}$; $Re = 0,942$ et $\theta = 114^\circ$.

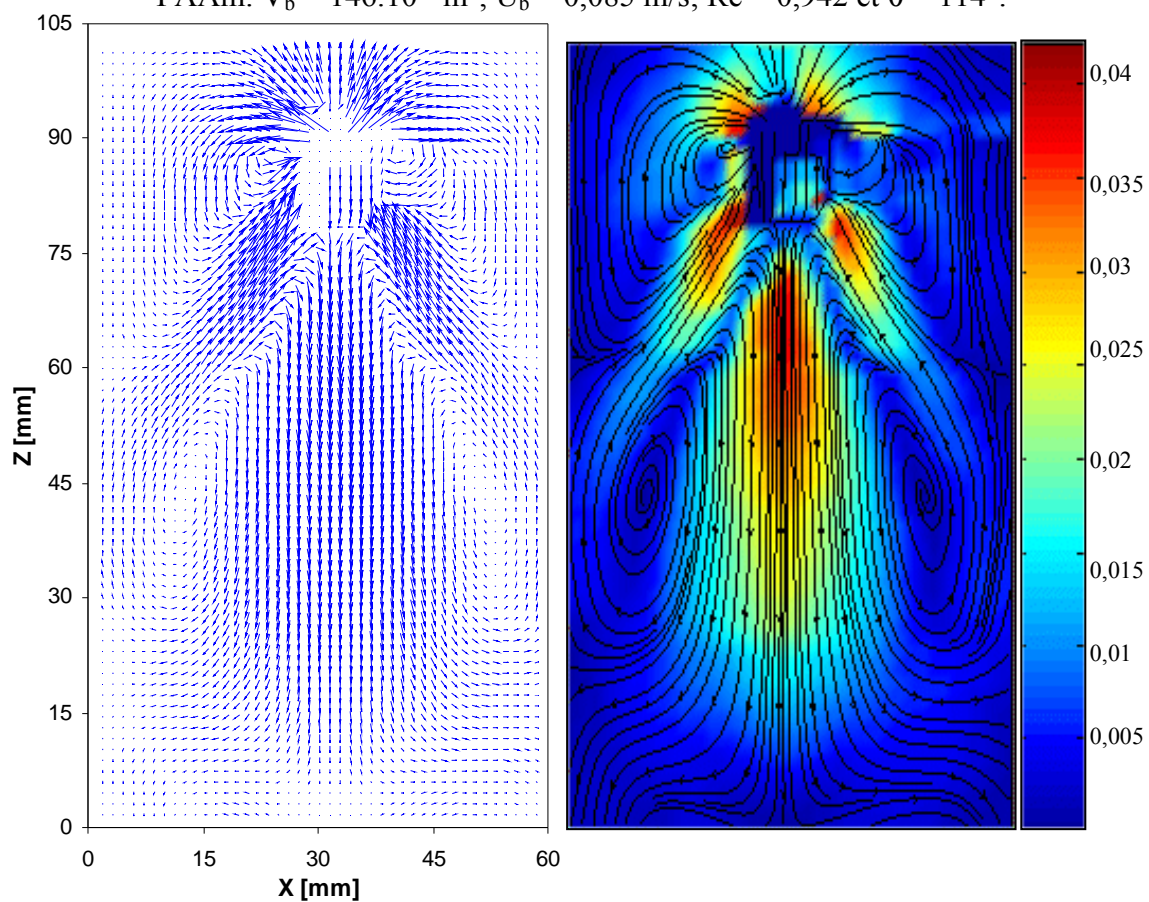


Figure III.9. Champ de vitesses et lignes de courant autour d'une bulle isolée dans une solution 1% PAAm. $V_b = 1317 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$; $U_b = 0,214 \text{ m/s}$; $Re = 5,74$ et $\theta = 70^\circ$.

III.2.3. Comparaison des résultats

En comparant les écoulements autour de bulles dans le cas des solutions 0,5% et 1% PAAm, on constate que la structure globale de l'écoulement est similaire, en particulier en ce qui concerne l'existence des différentes zones caractéristiques autour de la bulle (front, sillage négatif et cône creux), ce qui confirme les résultats de Funfschilling et Li (2001). Une caractéristique supplémentaire pour cette structure est apportée aux travaux précédents : il s'agit des recirculations obtenues entre le cône creux et chacune des deux autres zones (le front et le sillage négatif central). Ces recirculations sont beaucoup plus prononcées lorsque l'angle d'ouverture du cône creux est important (1% PAAm dans notre cas). L'ouverture de l'angle du cône creux est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds généralisé dans un fluide donné. Pour un nombre de Reynolds du même ordre de grandeur, l'angle du cône creux est plus important dans le cas de la solution la plus concentrée 1% PAAm, plus élastique que la solution 0,5% PAAm.

Les vitesses locales du fluide sont relativement plus importantes pour des nombres de Reynolds élevés pour un fluide donné et pour la solution 1% PAAm comparativement à la solution 0,5% PAAm.

III.2.4. Variation de l'angle du cône creux θ

L'angle du cône creux représente, tout comme le sillage négatif, une caractéristique essentielle en ce qui concerne l'écoulement autour d'une bulle dans un fluide viscoélastique. Les différents résultats obtenus par la PIV, en particulier les champs de vitesses, ont montré la variation de l'angle du cône creux en fonction du nombre de Reynolds généralisé. Nous avons regroupé sur la figure III.10 les différentes valeurs de l'angle du cône creux pour chaque fluide en fonction du nombre de Reynolds généralisé.

Les courbes ainsi obtenues et reportées sur la figure III.10 montrent une variation décroissante de l'angle du cône en fonction du nombre de Reynolds pour les deux solutions 0,5% et 1% PAAm. On peut distinguer deux pentes sur chaque courbe. Pour $Re < 3$ les pentes de chaque courbe sont élevées et les angles sont supérieurs à 50° et 80° pour les solutions 0,5% et 1% PAAm respectivement. Pour $Re > 3$, les pentes sont plus faibles pour les deux solutions, et les courbes semblent se rapprocher et tendre vers une limite.

Nous pouvons ainsi conclure que l'ouverture du cône est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds et proportionnelle à la concentration du fluide.

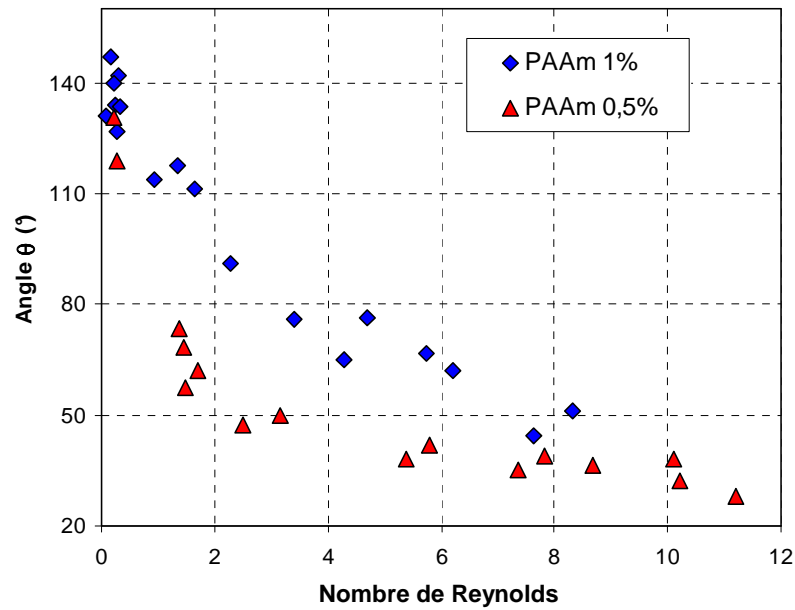


Figure III.10. Evolution de l'angle d'ouverture du cône θ en fonction du nombre de Reynolds pour des bulles dans les solutions 0,5% et 1% PAAm.

Concernant l'effet de l'élasticité, nous avons exprimé l'évolution de l'angle d'ouverture du cône creux ascendant θ en fonction du nombre de Deborah pour les deux fluides 0,5% et 1% PAAm, sur les figures III.11a et III.11b. Le nombre de Deborah sur ces figures est défini respectivement à partir des modèles de Maxwell et de Carreau (*cf. chapitre I*). Ces courbes montrent la décroissance de l'angle θ en fonction du nombre de Deborah pour les deux solutions de PAAm. Pour un même nombre de Deborah, l'angle θ pour 1% PAAm (solution la plus élastique) est supérieur à celui de 0,5% sur la figure III.11a, contrairement à la figure III.11b, où l'angle θ est relativement du même ordre de grandeur. Finalement, nous constatons clairement l'influence du nombre de Deborah et par conséquent l'élasticité du fluide sur l'angle θ .

La variation de l'angle θ en fonction du nombre de Mach viscoélastique traduit les effets combinés de la viscosité et de l'élasticité de nos fluides sur du cône creux. La figure III.12 illustre cette variation, pour des nombres de Mach viscoélastique basés sur les deux modèles rhéologiques utilisés pour le nombre de Deborah. Nous pouvons ainsi constater la décroissance de l'angle du cône creux θ en fonction du nombre de Mach viscoélastique pour les deux solutions. Pour un même nombre de Mach viscoélastique, l'angle θ est plus important en présence d'une solution 1% PAAm que celui obtenu avec 0,5% PAAm. Ainsi, l'angle θ du cône creux ascendant dans le sillage d'une bulle en ascension dans des solutions de PAAm, dépend du caractère viscoélastique de la solution.

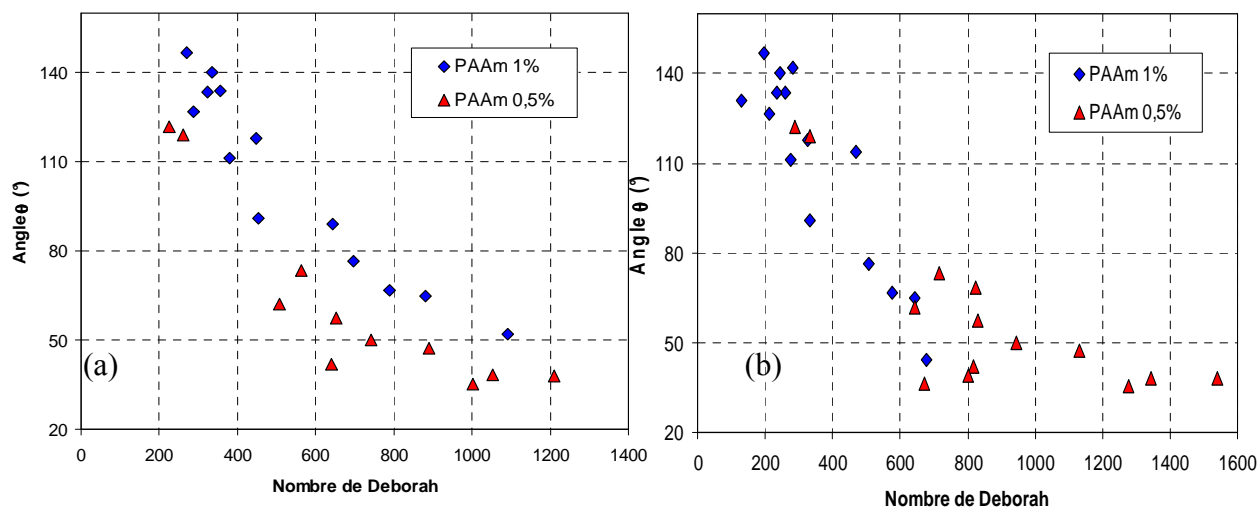


Figure III.11. Evolution de l'angle d'ouverture du cône creux ascendant θ en fonction du nombre de Deborah pour des bulles dans les solutions 0,5% et 1% PAAm. (a) le nombre de Deborah est basé sur le modèle de Carreau (b) le nombre Deborah est basé sur le modèle de Maxwell.

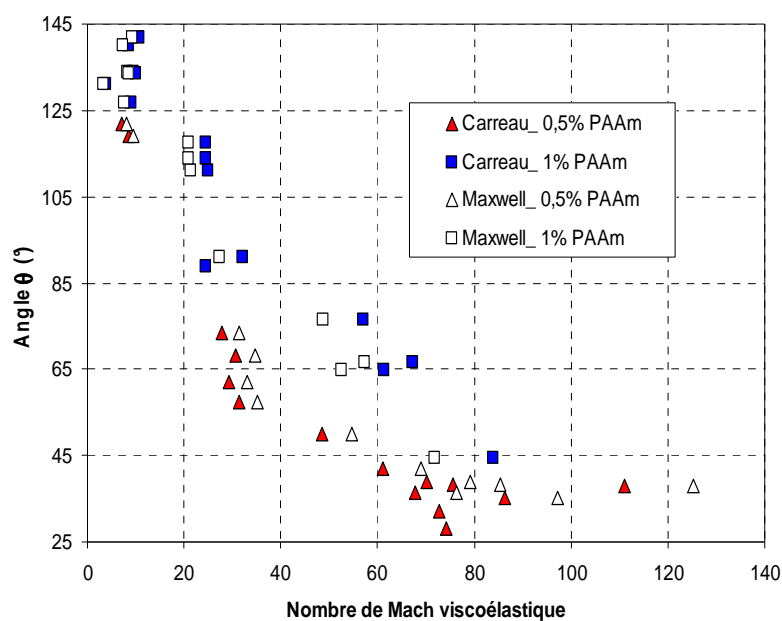


Figure III.12. Evolution de l'angle d'ouverture du cône θ en fonction du nombre de Mach viscoélastique pour des bulles dans les solutions 0,5% et 1% PAAm.

III.2.5. Relaxation du fluide : phénomène du "Dumping"

Dans ce qui suit, nous allons mettre en évidence un phénomène appelé "*dumping*" qui se produit durant la relaxation du fluide, soit après le passage d'une bulle dans la solution PAAm. Ce phénomène peut être décrit à partir de la figure III.13 qui montre l'évolution au cours du temps des champs de vitesses et des lignes de courants du fluide situé derrière le sillage négatif de la bulle. Ces champs de vitesses sont mesurés de façon eulérienne dans une fenêtre fixe. On peut constater, en plus du sillage négatif de la bulle précédente (*figure III.13a*), la présence de deux régions dans lesquelles les sens d'écoulement du fluide sont opposés. La première correspond à une zone de sillage positif qui se trouve directement derrière le sillage négatif (*figure III.13b*). Dans cette région, le fluide est en mouvement ascendant, opposé au mouvement du liquide dans le sillage négatif. La seconde région correspond à une zone du sillage négatif (2) (*figure III.13d*), le liquide ayant le même sens de déplacement que dans le sillage négatif. Entre ces deux zones le liquide semble stagner du fait des changements du sens de l'écoulement (*figure III.13c*).

Ce phénomène qui intervient au passage de la bulle provient donc de la réponse du fluide à travers son élasticité à la création de contraintes accompagnant l'ascension de la bulle. La relaxation de ces contraintes correspond à la force de rappel au sein du fluide qui revient progressivement à son état de repos initial.

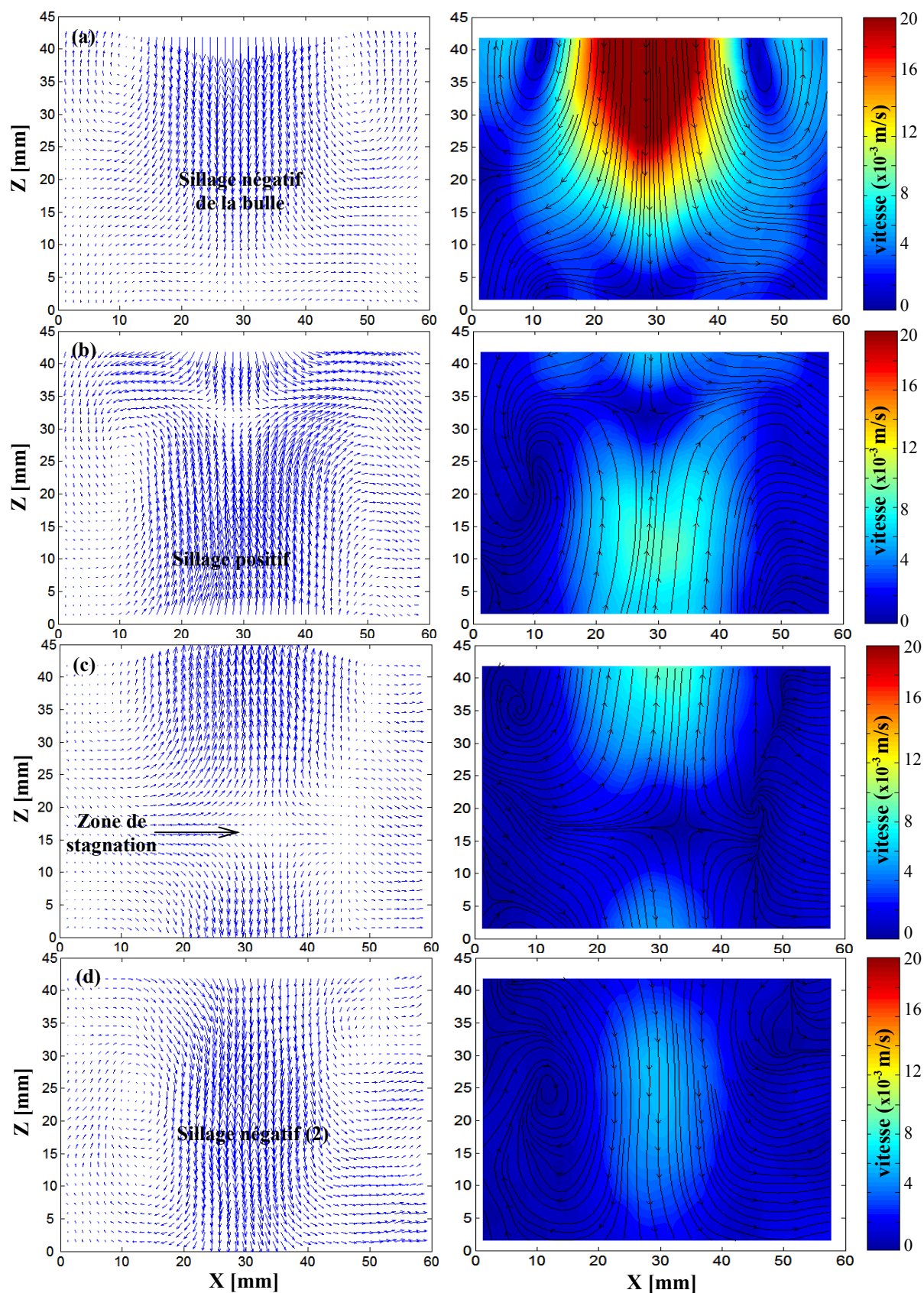


Figure III.13. Champ de vitesses et lignes de courants derrière le sillage négatif correspondant à la bulle de la figure III.9. Phénomène du "dumping". Temps entre champs de vitesses $\Delta t = 130$ ms.

III.2.6. Origine du sillage négatif

L'existence du sillage négatif derrière les bulles en ascension dans des fluides viscoélastiques est devenue une évidence ; cependant, l'origine de ce phénomène reste controversée. Dans les travaux réalisés jusqu'à présent, deux hypothèses plausibles ont été avancées pour expliquer l'origine de ce phénomène : la déformation de la bulle et la rhéologie du fluide. Pour vérifier l'hypothèse de déformation de la bulle, des expériences de sédimentation de sphères rigides ont été réalisées (*cf. chapitre II*). Les résultats obtenus ont montré, pour les différents types et tailles de particules utilisées, une structure du champ de vitesses autour de la sphère similaire à celle constatée autour d'une bulle, en particulier en ce qui concerne la forme conique du sillage négatif et le cône creux. Les champs de vitesses autour d'une bulle dans une solution 0,5% PAAM ont par ailleurs été simulés par Frank et Li (2005) en utilisant la méthode des réseaux de Boltzmann et un modèle rhéologique réel permettant de prendre en compte la rhéologie du fluide, et notamment, sa viscoélasticité. Contrairement à toutes les tentatives de simulation précédentes rapportées dans la littérature, les champs de vitesses simulés par ces auteurs sont similaires à ceux obtenus expérimentalement par PIV et indiquent la présence de la zone conique du sillage négatif et du cône creux qui l'entoure. Les travaux expérimentaux relatifs à la sédimentation des sphères et les travaux numériques permettant de reproduire la structure de l'écoulement en prenant en compte la rhéologie du fluide, nous permettent donc de conclure que la présence du sillage négatif serait plutôt liée aux propriétés rhéologiques du fluide, en particulier à la viscoélasticité (Kemiha *et al.*, 2006).

III.3. Coalescence de bulles dans des fluides viscoélastiques

Dans cette partie, nous nous intéressons au phénomène de la coalescence des bulles en ascension dans les solutions 0,5% et 1% PAAM. Le processus de coalescence comprend globalement les étapes suivantes : le rapprochement, le contact entre les bulles, le drainage puis la rupture du film liquide permettant leur fusion. Les travaux de la littérature rapportent généralement des coalescences en ligne entre les bulles en ascension dans un train de bulles. Dans cette étude, on utilise la caméra rapide pour visualiser les interactions entre des bulles d'un train unique en ascension dans des solutions 0,5 et 1% PAAM. La visualisation des films ainsi obtenus nous permet de distinguer plusieurs scénarios d'interactions entre les bulles dans un train. Ces interactions conduisent soit à une coalescence soit à une séparation. Il existe des scénarios entre des bulles identiques et entre des bulles de tailles différentes.

Les différents scénarios observés sont les suivants :

- Coalescence en ligne entre deux bulles identiques ou non,
- Collision entre deux bulles identiques ou non, suivie d'une coalescence latérale,
- Collision entre deux bulles identiques ou non, suivie d'une séparation,
- Contournement d'une bulle par une autre de taille plus faible, suivie d'une coalescence en ligne.

Pour traiter ces différents cas d'interactions de bulles, nous présenterons conjointement des images obtenues par caméra rapide et des champs de vitesses obtenus par PIV. Sachant que les scénarios obtenus avec la solution 1% PAAM sont les mêmes que ceux observés avec la solution 0,5% PAAM, nous présenterons ici ceux obtenus avec cette dernière. Pour simplifier la description des différents scénarios, nous utiliserons, les expressions bulle (1) et bulle (2) pour désigner la bulle de tête et la bulle qui suit respectivement.

III.3.1. Interaction et coalescence en ligne

Ce scénario de coalescence est le plus observé dans nos expériences et le plus connu dans les études de coalescences en milieux newtonien ou non newtonien. Il est obtenu avec des bulles identiques et des bulles de tailles différentes. Sur la figure III.14 sont présentées les images prises par caméra rapide décrivant le scénario de la coalescence en ligne de deux bulles de tailles identiques. La forme d'une bulle isolée correspond à celle de la bulle située en haut de l'image (*a*). Durant le rapprochement des deux bulles (*image b*), on constate que la bulle (2) se déforme en s'allongeant vers la bulle (1) jusqu'au contact de ces deux bulles (*images b et c*). L'aire de contact des bulles augmente progressivement (*image d*) jusqu'à leur fusion (*image e*). Après cette coalescence, la nouvelle bulle désignée ici bulle (coa) reprend une forme correspondant à son nouveau volume (calotte sphérique dans ce cas). Dans le cas présenté sur la figure III.14, le temps qui s'écoule entre le premier contact des bulles et leur fusion est d'environ 65 ms.

Les courbes d'évolution des positions et des vitesses des bulles correspondant à ces images sont présentées sur la figure III.15. Ces courbes montrent que la vitesse de la bulle (2) s'accélère pour rattraper la bulle (1). La vitesse des deux bulles en contact semble inchangée par rapport à la vitesse de la bulle (1). Durant la fusion, la bulle décélère, prenant progressivement une forme de calotte sphérique avant de reprendre une vitesse correspondant à sa taille finale. L'évolution des formes de bulles pendant leur rapprochement et leur collision est due aux forces d'attraction entre

les deux bulles. La figure III.16 montre des champs de vitesses correspondant à ce scénario. On remarque que la structure du champ de vitesses dans un train de bulles est assez complexe.

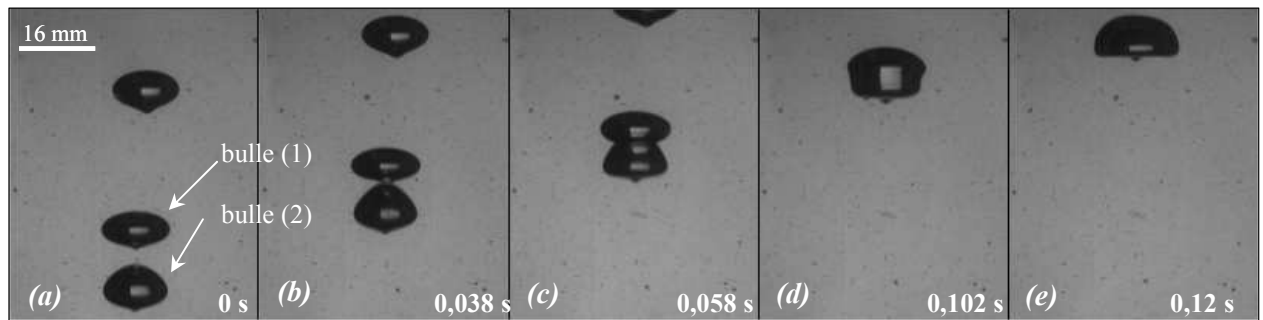


Figure III.14. Images d'une coalescence en ligne entre deux bulles identiques ($V_b = 818.10^{-9} m^3$) en ascension dans la solution 0,5% PAAM.

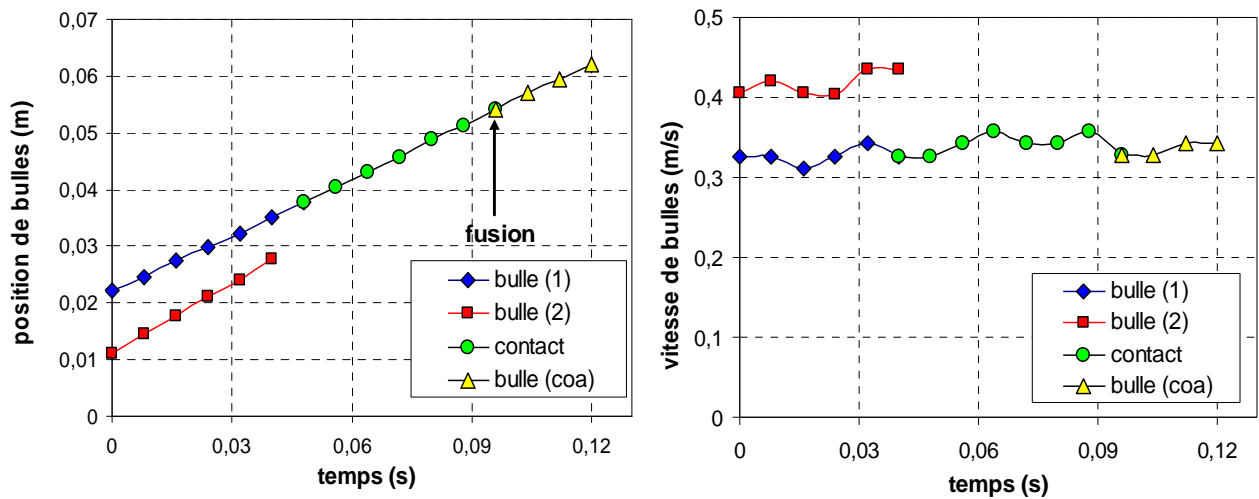


Figure III.15. Evolution des positions et des vitesses de deux bulles identiques ($V_b = 818.10^{-9} m^3$) coalesçant latéralement dans la solution 0,5% PAAM.

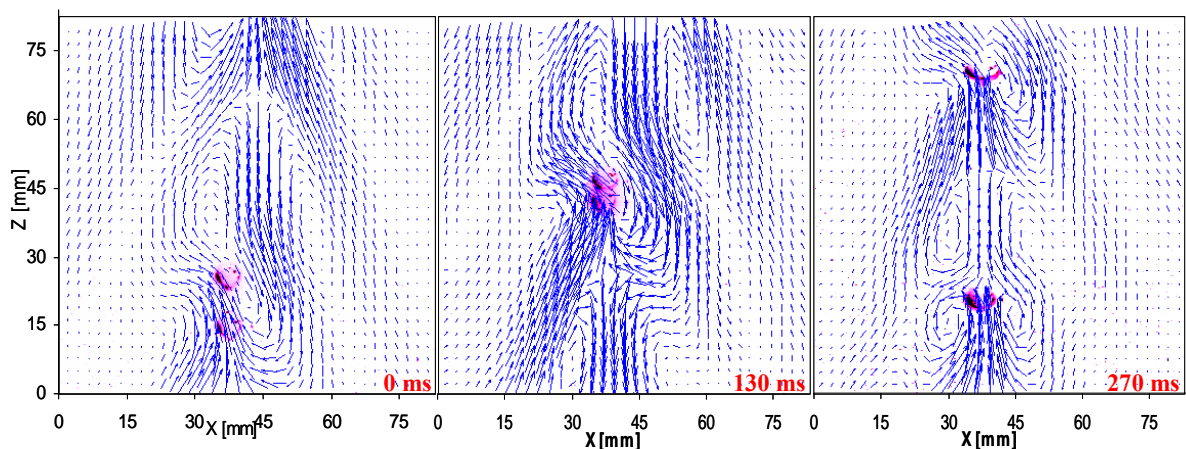


Figure III.16. Evolution des champs de vitesses autour de deux bulles identiques coalesçant en ligne ($V_b = 93.10^{-9} m^3$) dans la solution 0,5% PAAM.

III.3.2. Interaction et coalescence latérale

Conformément à nos observations, ce scénario concerne des bulles identiques ou de tailles différentes. La figure III.17 présente une description du scénario obtenu par caméra rapide pour deux bulles identiques. Comme dans le cas d'une coalescence en ligne, la bulle (2) se rapproche de la bulle (1) sur la même verticale jusqu'à son contact. Elle continue ensuite son ascension en glissant sur la bulle (1), puis l'ensemble des deux bulles en contact latéral ainsi obtenu poursuit son ascension à la même vitesse, tout comme une bulle isolée. Les bulles se déforment durant cette ascension et finissent par coalescer pour former une seule bulle de volume égal à la somme de celui des deux bulles avant coalescence.

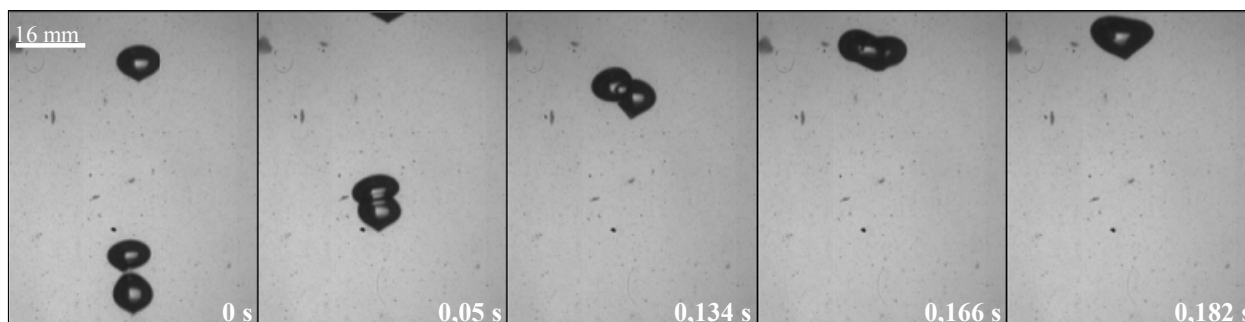


Figure III.17. Images d'une coalescence latérale entre deux bulles identiques ($V_b = 312 \cdot 10^{-9} m^3$) en ascension dans la solution 0,5% PAAM.

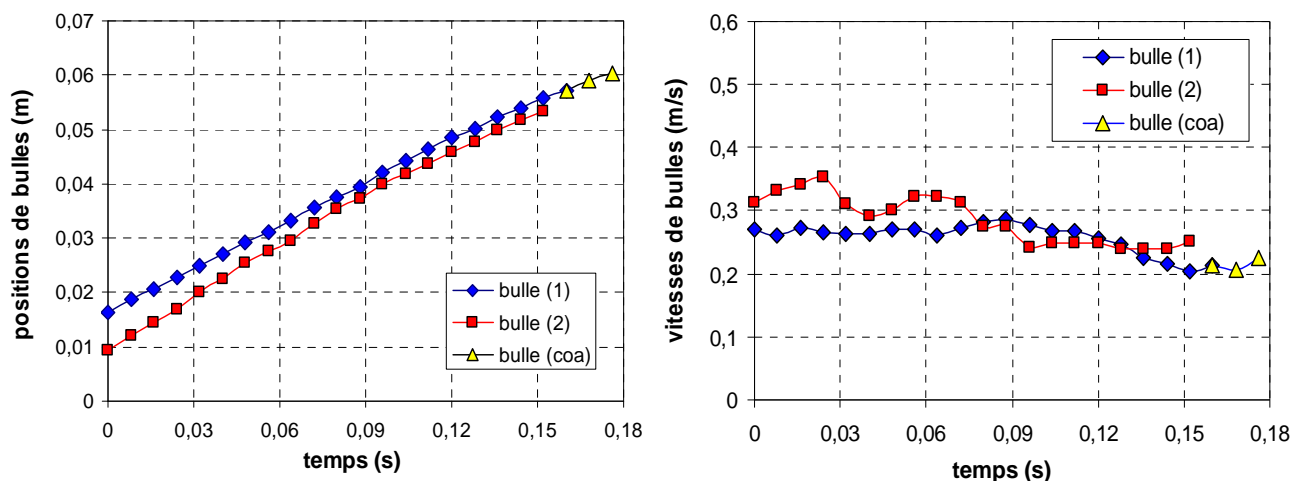


Figure III.18. Evolution des positions et des vitesses de deux bulles identiques ($V_b = 312 \cdot 10^{-9} m^3$) coalesçant latéralement dans la solution 0,5% PAAM.

La figure III.18 montre les évolutions des positions et des vitesses de bulles en fonction du temps. La vitesse de la bulle (2) initialement élevée lors du rapprochement, diminue progressivement pour atteindre celle de la bulle (1) pendant le contact latéral. Au moment de la coalescence, les bulles décélèrent. Ceci peut être expliqué par le fait que les bulles utilisent une partie de leur énergie pour maintenir leur contact et pour le drainage du film qui les sépare. Les champs de vitesses correspondant à ce scénario (figure III.19) ne montrent que des circulations du liquide autour de la bulle avant et après coalescence.

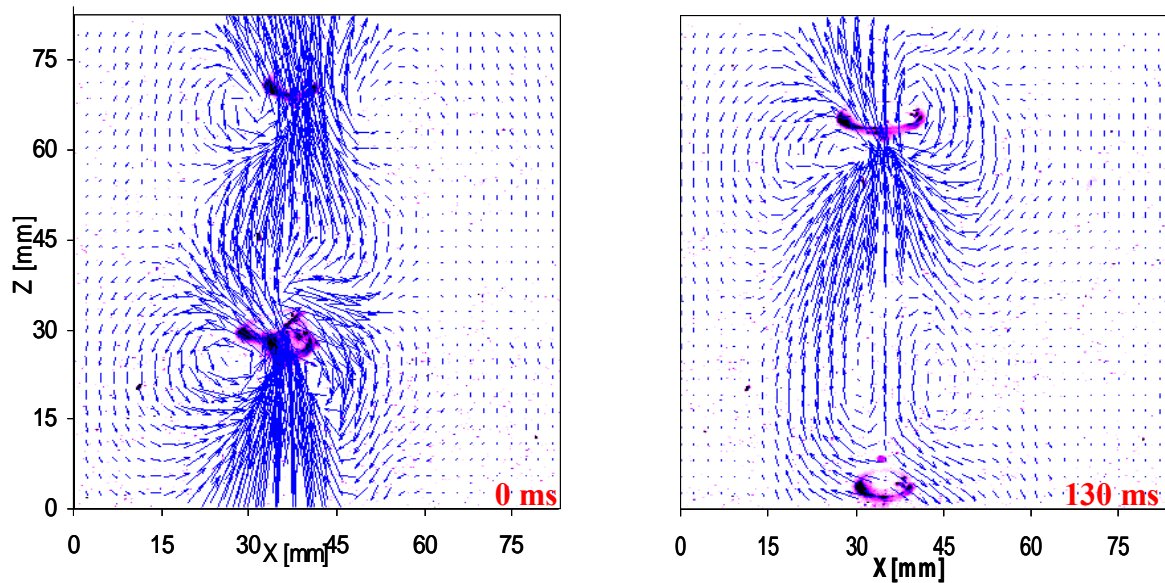


Figure III.19. Evolution des champs de vitesses de deux bulles identiques coalesçant en ligne ($V_b = 517.10^{-9} m^3$) dans la solution 0,5% PAAM.

III.3.3. Interaction latérale et séparation

Ce scénario est semblable au précédent, mais dans ce cas les bulles se heurtent au lieu de rester en contact puis se séparent au lieu de coalescer. Ce processus commence par un rapprochement et un contact initial en ligne des deux bulles comme le montre la figure III.20. La bulle (2) glisse alors sur la bulle (1), le contact étant maintenu. Les deux bulles se retrouvant alors côte à côte se heurtent pour se séparer l'une de l'autre et la distance de séparation entre elles augmente progressivement. Les évolutions des vitesses des bulles sur la figure III.21 montrent que les deux bulles décélèrent durant leur ascension. Après la séparation des deux bulles, les vitesses de chacune des deux bulles deviennent constantes empêchant ainsi une éventuelle coalescence entre ces bulles.

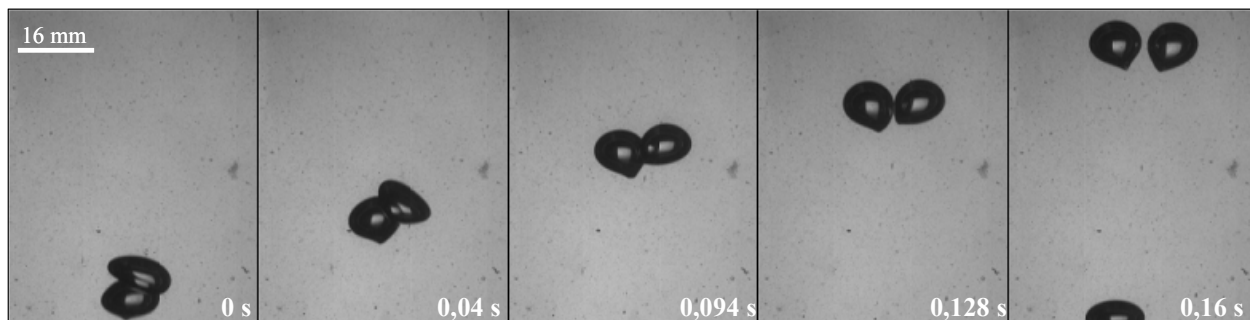


Figure III.20. Images d'interaction suivie d'une séparation entre deux bulles identiques ($V_b = 818.10^{-9} m^3$) en ascension dans la solution 0,5% PAAm.

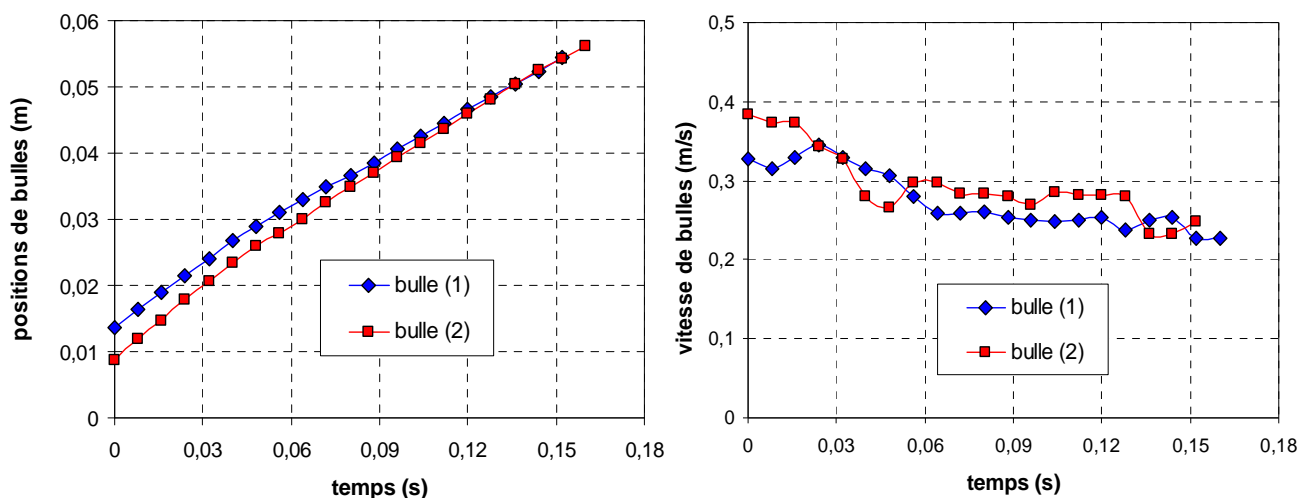


Figure III.21. Evolutions des positions et des vitesses de deux bulles identiques ($V_b = 818.10^{-9} m^3$) en interaction suivie d'une séparation dans la solution 0,5% PAAm.

La figure III.22 montre les champs de vitesses autour de bulles en interaction puis séparation. On peut remarquer la structure complexe du champ de vitesses due aux interactions entre les bulles dans le train ; on enregistre notamment la multiplication des circulations fermées autour des bulles. La bulle (1) se trouve dans le flux du sillage négatif de la bulle qui la précède. La bulle (2) avance vers la bulle (1) en gardant les caractéristiques du sillage d'une bulle isolée. En se séparant, aucune des deux bulles ne retrouve son sillage initial.

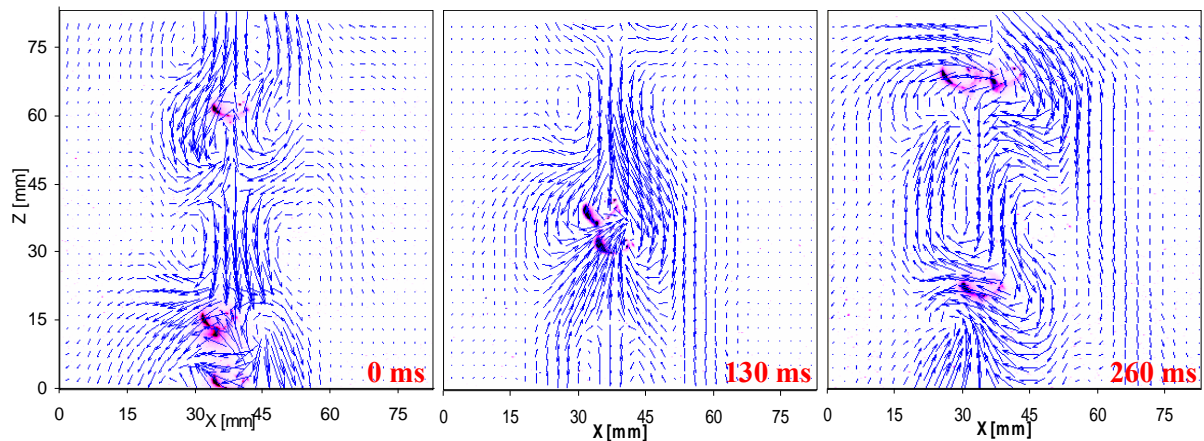


Figure III.22. Evolution de champ de vitesses de deux bulles identiques ($V_b = 312 \cdot 10^{-9} m^3$) en interaction suivie d'une séparation durant leur ascension dans la solution 0,5% PAAm.

III.3.4. Contournement d'une bulle suivi d'une coalescence en ligne

Contrairement aux scénarios précédents, ce scénario n'est observé que pour des bulles de tailles différentes. La figure III.23 montre des images de ce scénario pour deux bulles de tailles différentes, la bulle (1) étant plus petite que la bulle (2). La bulle (1), initialement en tête contourne progressivement la bulle (2) qui se place à son tour en tête. Ce contournement s'accompagne d'un contact latéral des deux bulles mais sans déformation de ces bulles. La bulle (1) est ensuite aspirée dans le sillage de la bulle (1) et finit par coalescer. On notera ici, que la petite bulle (1) initialement sphérique (ou quasi sphérique) durant son ascension initiale et son contournement se déforme en suite et reprend une forme de goutte inversée dès qu'elle se retrouve derrière la bulle (2). Ce changement de forme est dû aux forces exercées sur la bulle par le fluide dans les différentes zones autour de la bulle (2). Ce scénario peut s'expliquer par la rigidité de l'interface de la petite bulle ayant initialement une forme sphérique, ce qui retarde la coalescence. Le changement de forme de cette bulle durant le contournement (toute en restant en contact avec la bulle (2)) a permis la coalescence des deux bulles.

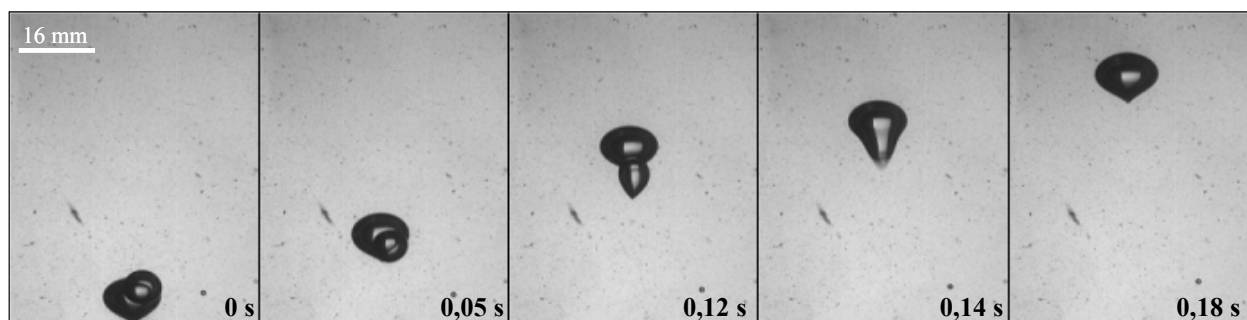


Figure III.23. Images de contournement d'une bulle ($V_{b(1)} = 97.10^{-9} m^3$) par une autre ($V_{b(2)} = 381.10^{-9} m^3$) avant leur coalescence en ligne dans la solution 0,5% PAAm.

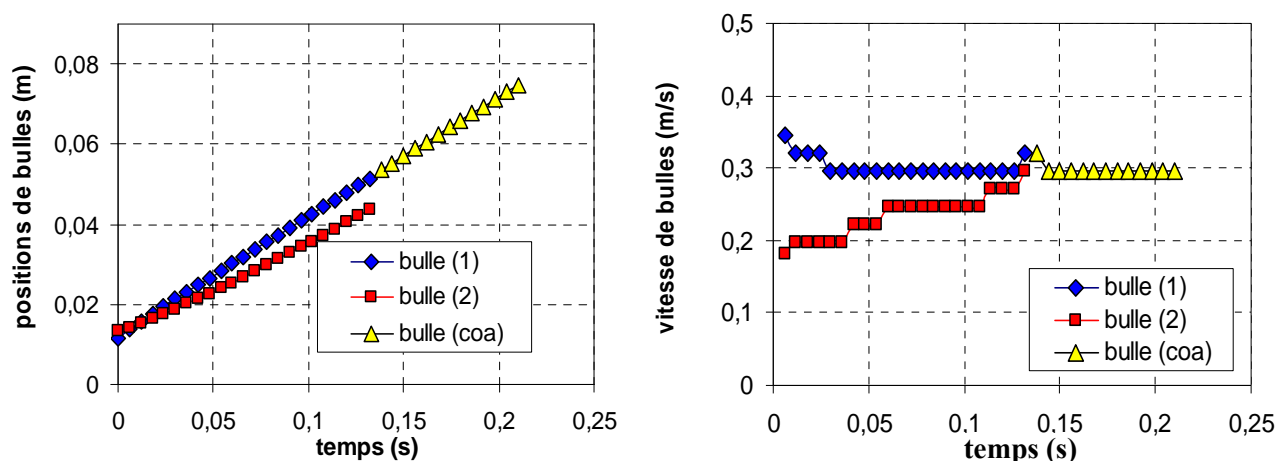


Figure III.24. Evolutions des positions et des vitesses d'une bulle ($V_{b(2)} = 381.10^{-9} m^3$) contournée par une autre ($V_{b(1)} = 97.10^{-9} m^3$) avant de coalescer en ligne dans la solution 0,5% PAAm.

La figure III.24 montre que la bulle (1) est entraînée par la bulle (2), d'où son accélération pour atteindre la vitesse de cette dernière. Tandis que la bulle (2) garde sa vitesse constante avant et après la coalescence et ne semble pas être affectée par la présence de la bulle (1).

Malgré, les multiples observations de ce scénario à l'aide de la caméra rapide, nous n'avons pas pu déterminer, au cours de nos expériences, des champs de vitesses par PIV correspondant à ce scénario.

III.3.5. Discussion des résultats

Les résultats obtenus par la caméra rapide et par le système PIV, montrent que l'écoulement dans un train de bulles est assez complexe et on ne peut encore rien conclure sur l'origine conduisant à chacun des scénarios d'interaction présentés ci-dessus. Néanmoins, nous avons remarqué, à partir de l'analyse des films obtenus par caméra rapide, que la coalescence se produit, simultanément, lorsque la bulle de tête (1) a une vitesse relativement constante et la bulle (2) qui la suit est accélérée. Si cette accélération est maintenue durant le contact des deux bulles, la séparation est favorisée; dans le cas contraire où la bulle est ralentie, la probabilité de coalescence augmente.

Bien que les champs de vitesses ne nous renseignent pas sur les causes de la coalescence, ils permettent néanmoins une description de l'écoulement du fluide autour des bulles. Ainsi, pendant la phase de rapprochement, la bulle (2) entre dans la zone du sillage négatif de la bulle (1). Ce sillage négatif est progressivement redirigé sur les côtés du cône creux qui l'entoure, créant deux circulations dans le sillage de la bulle (1). Ces circulations disparaissent progressivement avec l'avancement de la bulle (2) dont la zone de front domine le sillage de la bulle (1). Après contact des deux bulles, ces dernières se comportent comme une bulle unique.

III.4. Conclusion

Les champs de vitesses autour d'une bulle ont montré les caractéristiques de l'écoulement qui l'entoure, en particulier, le sillage négatif et l'angle du cône θ . La variation de l'angle θ a été exprimée en fonction de l'hydrodynamique de l'écoulement. Il décroît avec les nombres de Reynolds, Deborah et Mach viscoélastique de façon monotone pour les deux solutions utilisées dans cette étude. Ceci montre la possibilité de caractériser cet écoulement complexe avec ces nombres.

La structure de l'écoulement autour de la bulle est similaire à celle obtenue lors de la sédimentation d'une sphère dans les solutions de PAAm, avec notamment la présence et les mêmes caractéristiques du sillage négatif. Ceci permet d'affirmer que les propriétés rhéologiques du fluide, en particulier, la viscoélasticité sont responsables de l'origine du sillage négatif.

Les visualisations des bulles en interaction, confirmée par des mesures de PIV, ont permis de constater plusieurs scénarios de coalescence dans un train de bulles. Ces scénarios montrent des coalescences entre bulles en ligne, latérale et avec des contournements entre bulles selon leur taille. De nouvelles études doivent être entreprises pour quantifier ces différents scénarios, par exemple, la rigidité de l'interface (notamment la répartition de tensioactif sur la surface de bulle).

Chapitre IV
Traversée d'une interface
liquide–liquide par une inclusion

Chapitre IV

Traversée d'une interface liquide–liquide par une inclusion

Dans ce chapitre, nous étudions expérimentalement et numériquement la traversée d'une interface liquide–liquide (phases aqueuse et huileuse) par une bulle ou une sphère rigide. Dans une première partie nous présentons une revue bibliographique des différents travaux se rapportant à la traversée d'une bulle ou d'une sphère à travers une interface liquide–liquide ainsi que quelques notions sur les instabilités interfaciales. La deuxième partie comporte une étude expérimentale et numérique de la traversée d'une interface liquide–liquide par une bulle. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la traversée d'une interface par une sphère rigide et, en particulier, aux phénomènes d'instabilités interfaciales dans le sillage de cette dernière.

IV.1. Revue bibliographique

Bien que les fluides utilisés dans cette étude soient newtoniens et non newtoniens, nous ne présenterons dans ce qui suit que les caractéristiques d'écoulement d'une bulle et d'une sphère dans des fluides newtoniens, celles relatives aux fluides non newtoniens ayant déjà été traitées dans les chapitres précédents.

IV.1.1. Ascension de bulle en milieu newtonien

Le phénomène d'ascension d'une bulle dans un milieu newtonien peut être caractérisé par la vitesse ascensionnelle de la bulle, sa forme et l'écoulement du fluide qui l'entoure.

IV.1.1.1. Forces en présence

En parlant d'une bulle en ascension dans un liquide, il est nécessaire de rappeler la dynamique du phénomène et notamment les forces agissant sur la bulle. Nous nous intéressons en particulier dans notre cas aux forces présentes lors de la traversée de l'interface par une bulle ou une sphère, à savoir les forces de viscosité, d'inertie, de gravité (flottabilité), de tension de surface (interfaciale) et les forces élastiques dans le cas des fluides non newtoniens. L'ascension de la bulle,

sa forme et sa trajectoire dépendent de la résultante de ces forces. En fonction des propriétés de la phase continue et dispersée, nous pouvons identifier le régime d'écoulement et les forces dominantes pendant l'ascension d'une bulle. Cette identification est obtenue en fonction du nombre de Reynolds particulière comme suit:

- $Re \ll 1$ (*régime de Stokes*). Les bulles ont une forme sphérique. Dans ce domaine, ce sont les forces de viscosité et de tension de surface qui sont dominantes. L'interface de la bulle peut être considérée comme rigide. Le mouvement de la bulle dans ce régime est stationnaire et purement vertical.

- $1 < Re < 600$ (*régime sphérique inertiel*). Les bulles sont toujours de forme sphérique, mais les forces de tension superficielle et d'inertie sont prépondérantes devant les forces de viscosité. Le mouvement de la bulle dans ce domaine reste rectiligne.

- $600 < Re < 1300$ (*régime ellipsoïdal*). La bulle prend une forme d'ellipsoïde. Ce sont les forces de tension de surface et d'inertie qui sont en compétition dans ce domaine. La trajectoire de la bulle devient sinusoïdale plane (zigzag).

- $Re > 1300$ (*régime de bulles déformées*). La bulle prend la forme de calotte sphérique, et peut être déformée et instable pour des tailles plus importantes. Les forces de tension superficielle deviennent négligeables et ce sont les forces d'inertie et de poussée qui déterminent le mouvement de la bulle. Les calottes sphériques ont une trajectoire verticale, tandis que les bulles déformées ont un mouvement sous forme de zigzag ou de spirale.

IV.1.1.2. Vitesse terminale ascensionnelle des bulles

La vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle dans un liquide peut être estimée utilisant l'une des nombreuses corrélations proposées dans la littérature. Cependant, l'une des plus intéressantes (relation (IV.3)) est celle de Rodrigue (2001) qui permet de calculer la vitesse terminale ascensionnelle pour de larges gammes des nombres de Reynolds et Morton. Cette corrélation est basée sur des différentes études menées entre 1900 et 1996. Elle est exprimée en fonction des nombres adimensionnels d'écoulement F_n et de vitesse U_n définis par :

$$F_n = g \left[\frac{d^8 \rho^5}{\sigma \eta^4} \right]^{1/3} \quad (\text{IV.1})$$

$$U_n = U \left[\frac{d^2 \rho^2}{\sigma \eta} \right]^{1/3} \quad (\text{IV.2})$$

Dans ces relations, U est la vitesse terminale ascensionnelle de la bulle, ρ la masse volumique du liquide, η la viscosité du liquide, g l'accélération de la pesanteur, d le diamètre équivalent de la bulle (basé sur le volume équivalent à la sphère) et σ la tension superficielle gaz-liquide. La corrélation suivante proposée par Rodrigue (2001)

$$U_n = \frac{\left(\frac{1}{12}\right) F_n}{1 + \left(\frac{49}{1000}\right) F_n^{3/4}} \quad (\text{IV.3})$$

est applicable dans les conditions suivantes :

$$722 < \rho < 1380 \text{ kg.m}^{-3}$$

$$2,2 \times 10^{-4} < \eta < 18 \text{ Pa.s}$$

$$15,9 < \sigma < 91,0 \text{ mN.m}^{-1}$$

$$1,9 \times 10^{-7} < Re < 1,1 \times 10^4$$

$$1,0 \times 10^{-11} < Mo < 1,0 \times 10^7.$$

IV.1.1.3. Forme des bulles

En milieu infini la forme d'une bulle dépend de son diamètre équivalent et des propriétés physiques du milieu et par conséquent du nombre de Reynolds particulaire. A partir de données expérimentales, Grace *et al.* (1976) a proposé un diagramme de phases permettant de représenter la forme d'une bulle dans un liquide stagnant en fonction de nombres adimensionnels, en particulier, les nombres d'Eötvös, de Morton et de Reynolds particulaire dont nous rappelons les définitions respectives :

$$Eo = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_p^2}{\sigma} \quad (\text{IV.4})$$

$$Mo = \frac{g\eta_L^4(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2\sigma^3} \quad (\text{IV.5})$$

$$Re = \frac{\rho_L U d_p}{\eta_L} \quad (\text{IV.6})$$

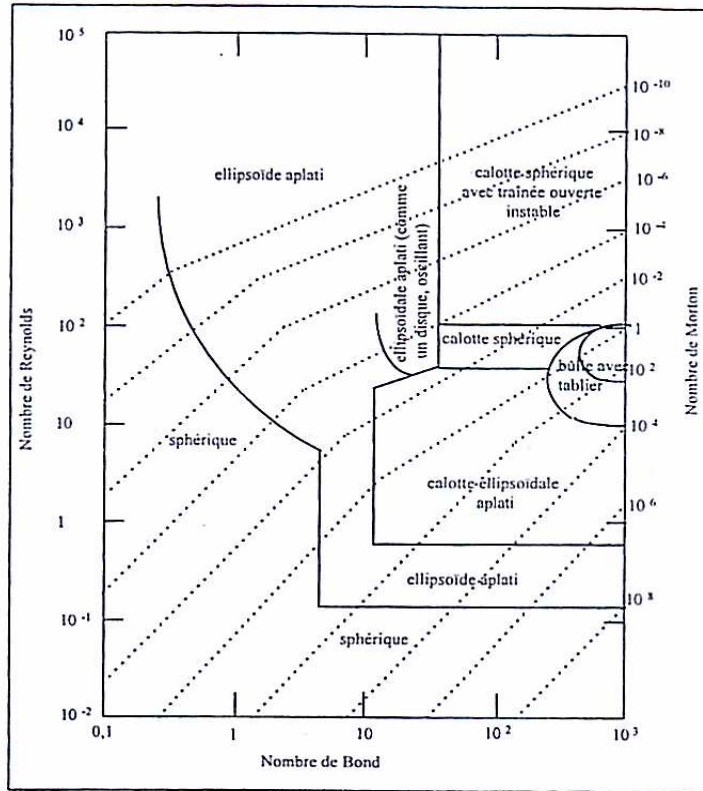


Figure IV.1. Diagramme de Grace : forme des bulles en fonction des nombres de Reynolds, Eötvös et Morton (Clift *et al.* 1978).

Sur la figure III.2 du chapitre précédent, nous avons déjà représenté les formes de bulles obtenues par Funfschilling (1999) dans une solution newtonienne de glycérol en fonction de leur volume.

IV.1.1.4. Sillage de bulles

Le concept de double sillage (sillage primaire et sillage secondaire) d'une bulle en mouvement dans un fluide newtonien a été mis en évidence par Fan *et al.* (1990). Le sillage primaire est une zone fermée se situant immédiatement derrière le corps de la bulle, tandis que le sillage secondaire correspond à la zone ouverte se trouvant derrière le sillage primaire et où peuvent se développer des vortex selon le régime d'écoulement. Pour des nombres de Reynolds élevés, l'instabilité du sillage primaire provoque l'instabilité de la trajectoire de la bulle ; la bulle aura alors une trajectoire en zigzag ou encore hélicoïdale.

Bush et Eames (1998) ont montré l'importance de ces deux types de sillage pour la détermination du volume de fluide emporté lorsque la bulle traverse une interface. Trois types de mécanismes correspondant au transport du fluide ont été mis en évidence :

- transport d'un volume fermé de fluide correspondant au sillage primaire
- contribution du sillage secondaire
- déplacement de fluide associé au flux potentiel autour de l'objet.

De Vries *et al.* (2002) ont aussi étudié le sillage et la trajectoire d'une bulle dans l'eau. Ils ont ainsi conclu que la trajectoire en zigzag de la bulle dans l'eau était due à deux filets qui composent le sillage de la bulle. Dans ce sillage, la vorticité axiale varie périodiquement tendant ainsi à dévier la bulle de sa trajectoire rectiligne vers une trajectoire hélicoïdale.

IV.1.2. Traversée d'une interface liquide–liquide par une inclusion

Dans la littérature, peu d'études ont été publiées sur la traversée d'une interface liquide–liquide par une inclusion, en particulier par une bulle. Les études existantes concernent principalement le cas de la coalescence d'une goutte avec l'une des phases situées de part et d'autre de l'interface.

Le phénomène de la traversée d'une interface liquide–liquide par une inclusion peut être décrit par les phases suivantes:

- déplacement de l'inclusion dans le liquide (1) qui représente la phase lourde,
- le rapprochement de l'inclusion de l'interface liquide–liquide. Cette phase est caractérisée par la déformation de l'interface et l'entraînement d'une colonne du liquide (1) dans le liquide (2) qui constitue la phase légère,
- drainage et rupture progressive du film entre l'inclusion et l'interface,
- déplacement de l'inclusion dans le liquide (2).

IV.1.2.1. Cas d'ascension d'une bulle ou une goutte

Darwin (1953) a étudié le volume de fluide transport  par un corps rigide ascendant à travers une interface liquide–liquide, en fonction de son volume. Le déplacement de fluide derrière la bulle provoque l'abaissement du niveau de l'interface. Ce phénomène est appelé "*reflux*", tandis que le fluide transport  par le corps, est désigné par le terme "*drift*". Le volume de reflux est donc égal à la somme des volumes du fluide déplacé et du corps. La hauteur de déplacement de l'interface peut alors être estimée connaissant la section de la colonne à bulle.

Bush et Eames (1998) ont étudié expérimentalement la traversée d'une interface liquide–liquide par une bulle pour des nombres de Reynolds  lev s. Leurs expériences ont été conduites dans une colonne de section rectangulaire et étroite (la colonne étant considérée bidimensionnelle

du fait de sa faible profondeur de 2,5 mm). Elle comporte deux liquides (solution de lait (20%) dans l'eau et l'eau pure) considérés comme étant immiscibles compte tenu du temps correspondant à la diffusion des deux liquides par rapport au temps que nécessite chaque expérience (2 s). Les bulles d'air générées dans la colonne ont des formes de calotte sphérique. Ces auteurs ont ainsi pu décrire la distorsion de l'interface au passage de la bulle et estimer le volume du drift correspondant au liquide lourd entraîné par la bulle dans le liquide léger.

Cependant, la description de Darwin n'est pas facilement applicable comme l'ont mentionné Weber et Bhaga (1982), Bataille *et al.* (1991), car il est très difficile de tenir compte de la variation de la hauteur de l'interface.

Manga et Stone (1995) ont étudié expérimentalement et analytiquement le passage d'une inclusion à travers une interface liquide–liquide à faibles nombres de Reynolds. Lors du passage des bulles à travers l'interface, le nombre de Reynolds passe d'environ 1 à moins de 0,01. Ces auteurs remarquent que la colonne de liquide entraîné par la bulle se brise en plusieurs gouttelettes et attribuent ce phénomène aux instabilités de surface de cette colonne de liquide. Ces gouttelettes sédimentent alors puis coalescent avec la phase lourde.

Lin et Slattery (1982) ont étudié la déformation de l'interface lors de l'approche d'une bulle ou d'une goutte. Un film liquide se forme entre l'interface et la bulle (ou la goutte). La pression régnant dans le film déforme l'interface et le film ainsi drainé devient instable jusqu'à la rupture. Ces auteurs ont proposé, pour le drainage du film, un modèle hydrodynamique simple sans tenir compte des effets des forces de London-van der Waals et des forces électrostatiques. Plus tard, Chen *et al.* (1984) ont amélioré ce modèle en prenant en compte l'effet de ces forces.

Des expériences menées par Mohamed-Kassim et Longmire (2004) sur la coalescence à une interface liquide–liquide d'une goutte de liquide lourd ont montré que le drainage de liquide qui se produit avant la rupture est essentiellement dû aux forces liées à la tension de surface. Après la rupture du film entre la goutte et l'interface, la coalescence se produit très rapidement à cause de l'excès de pression à l'intérieur de la goutte, conséquence des effets gravitationnels et de tension de surface. Il apparaît que le phénomène de drainage est dans la majorité des cas dissymétrique.

Shah *et al.* (1972) ont reporté que le comportement d'une goutte liquide ou d'une sphère à une interface liquide–liquide dépend de la nature et de la pureté de l'interface en plus de la nature de la goutte. Dans leur étude, ils ont photographié la sédimentation d'une goutte de liquide et d'une sphère rigide à travers une interface liquide–liquide. Les résultats de visualisation ont montré que dans le cas de la sphère, la rupture du film mince qui la relie à l'interface se faisait en plusieurs points favorisant ainsi la formation de petites gouttelettes de la phase légère dans la phase lourde ;

tandis que dans le cas de la sédimentation de la goutte, la rupture du film ne se fait qu'en un seul point.

Shopov et Minev (1992) ont étudié numériquement et en milieu newtonien le passage d'une particule (goutte ou bulle) à travers une interface liquide–liquide pour des nombres de Reynolds faibles et moyens. Ils se sont intéressés à l'effet de la forme initiale de la bulle sur l'évolution de la déformation de l'interface avant la traversée de la bulle, en considérant deux formes initiales de bulles: sphérique et allongée. Ils ont utilisé la méthode des éléments finis pour la résolution numérique des équations de Navier–Stokes et l'approche lagrangienne pour l'intégration temporelle. En considérant les forces inertielle, gravitationnelle, visqueuse et interfaciale, ils ont conclu que la forme initiale de la bulle n'avait pas d'influence prononcée ou directe sur la déformation de l'interface.

Sur le plan numérique et théorique, quelques travaux ont été effectués dans le domaine concernant la déformation de l'interface; on citera notamment ceux de Lee et Leal (1982), Chi et Leal (1989), Eames et Duursma (1997) et Manga et Stone (1995).

IV.1.2.2. Cas de sédimentation d'une sphère rigide

Pitois *et al.* (1999) ont étudié la traversée d'interfaces de différents couples de liquides, dont le rapport des viscosités est supérieur à 1000, par des sphères de diamètres compris entre 1 et 2,5 mm. Ils ont ainsi montré que la durée de la traversée de l'interface par la sphère et le volume de fluide drainé varient proportionnellement à $1/\ln(Bo)$ et $\ln(Bo)$ respectivement.

Hartland *et al.* (1970) ont remarqué, en étudiant la traversée d'une interface par des sphères rigides de densité homogène et non homogène, que les sphères de densité non homogène avaient tendance à prendre un mouvement de rotation à l'approche de l'interface. Ce phénomène de rotation à l'interface a pour conséquence de rendre le drainage du liquide entre la sphère sur l'interface dissymétrique. Ces auteurs ont ajouté que la présence d'agents tensioactifs réduisait la vitesse de rotation, rendant le drainage plus symétrique.

Maru *et al.* (1971) ont étudié, à l'aide d'une caméra, la sédimentation d'une sphère rigide à travers une interface liquide–liquide pour différents couples de liquides. Leur étude a permis de prévoir le rayon critique au-dessous duquel la sphère reste coincée et suspendue à l'interface. Lorsqu'elle arrive à traverser l'interface, la sphère laisse derrière elle une colonne de liquide léger. Le volume de cette colonne est proportionnel au diamètre de la sphère et inversement proportionnel à la tension interfaciale et à la viscosité de la phase légère. La sphère accélère d'abord au cours de sa chute jusqu'à la rupture de cette colonne de liquide puis, sa vitesse se stabilise entraînant avec

elle une partie du fluide léger. La distance entre l'interface et le lieu de rupture est inversement proportionnelle à la tension interfaciale. Après rupture du film, des instabilités apparaissent dans la colonne de liquide durant sa remontée.

IV.1.3. Notions sur les instabilités de surface Rayleigh–Taylor et Kelvin–Helmholtz

L'instabilité de Rayleigh–Taylor (IRT) apparaît sous l'effet de la gravité ou d'une accélération directe, à l'interface de deux fluides de densité différente. Lorsqu'on génère à l'interface une perturbation sinusoïdale par exemple (Smith D. 2004), on observe la formation de 'doigts', le liquide lourd s'introduisant dans le liquide léger en plusieurs endroits (figure IV.2).

L'instabilité de Kelvin–Helmholtz (IKH) correspond à l'instabilité d'une couche de mélange entre deux courants de fluides de vitesses différentes. Elle est constituée d'une succession d'instabilités : apparition de tourbillons périodiques dans la couche de mélange (périodicité spatiale et temporelle), interactions entre tourbillons provoquant une modification locale de la périodicité, apparition de structures tridimensionnelles. Elle se retrouve également dans l'instabilité des sillages et dans l'instabilité des jets. Elle est à l'origine de la turbulence dans tous les écoulements où règne un cisaillement élevé. Le moteur de l'instabilité de Kelvin–Helmholtz est l'inertie du fluide. En revanche, la viscosité a tendance à stabiliser l'écoulement. Ces instabilités peuvent donc être corrélées au nombre de Reynolds.

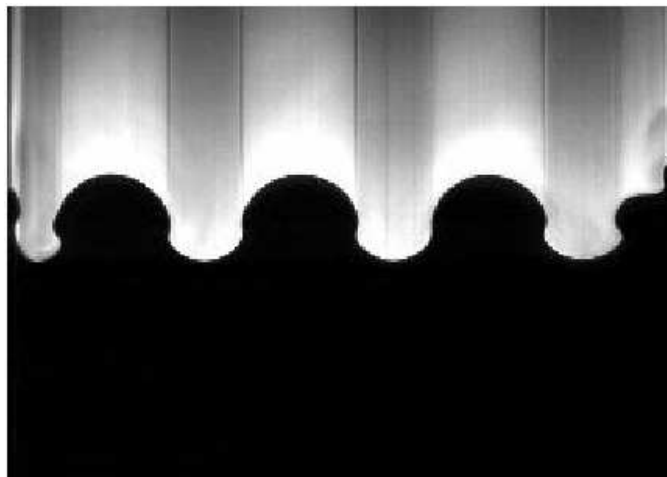


Figure IV.2. Comportement d'une interface liquide–liquide soumise à une perturbation sinusoïdale. Formation de doigts due à l'instabilité de Rayleigh–Taylor (Smith 2004).

Smolianski (2001) a mis en évidence une instabilité secondaire correspondant à celle de Kelvin–Helmholtz (figure IV.3), lorsqu'une perturbation de courte longueur d'onde et parallèle à l'écoulement est appliquée sur le doigt formé. Cependant, cette instabilité n'apparaît que pour des tensions interfaciales inférieures à:

$$\sigma_{critique} = \frac{\lambda_p^2 (\rho_2 - \rho_1) g}{4\pi^2} \quad (IV.7)$$

Où $\sigma_{critique}$ est la tension interfaciale critique, λ_p la longueur d'onde de perturbation, ρ_2 et ρ_1 sont respectivement les masses volumiques des fluides lourd et léger et g l'accélération de la pesanteur.

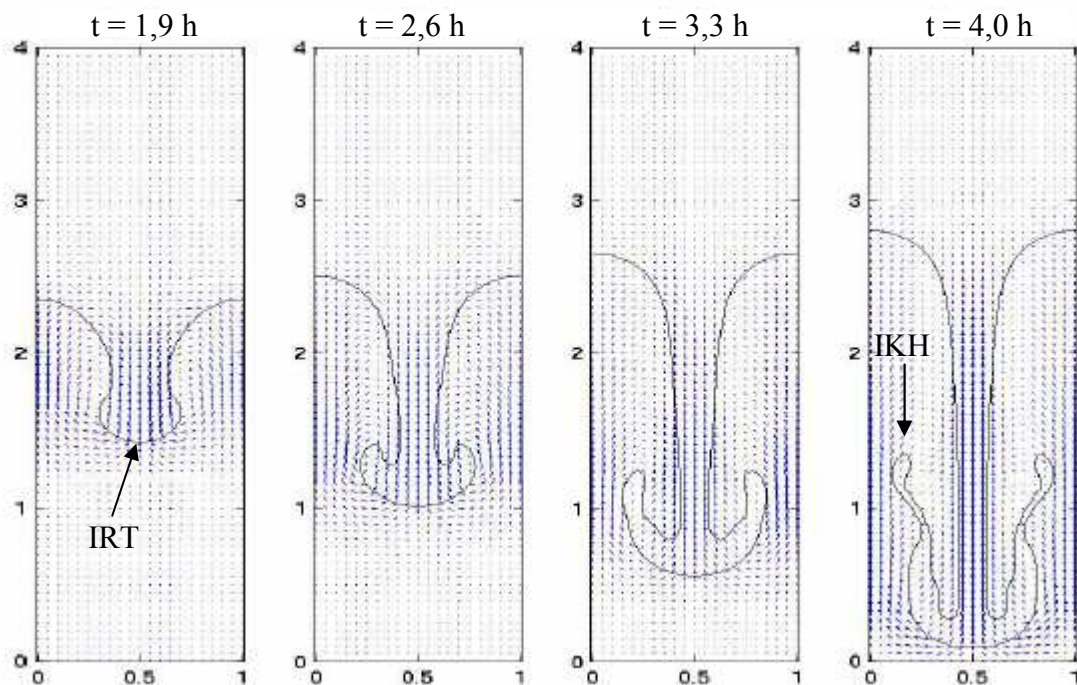


Figure IV.3. Instabilité de Rayleigh–Taylor (IRT) couplée à l'instabilité de Kelvin–Helmholtz (IKH), (Smolianski, 2001).

Il a alors montré que le taux de croissance de l'instabilité de Rayleigh–Taylor diminue lorsque la tension interfaciale augmente, ce qui a pour conséquence de retarder l'instabilité de Kelvin–Helmholtz.

Des instabilités du type Rayleigh ont été observées par Manga et Stone (1995) sur la colonne de liquide lourd entraîné après le passage d'une bulle à une interface liquide-liquide. Ces instabilités provoquent la fragmentation de la colonne de liquide lourd dans la phase légère en plusieurs gouttelettes.

Völtz *et al.* (2001) ont mis en évidence l'instabilité de Rayleigh–Taylor lors de la sédimentation d'une suspension de sable dans une solution de glycérine très visqueuse. Ainsi, la forme de l'interface suspension/glycérine est comparable à celle observée dans le cas d'une interface liquide–liquide reportée sur la figure IV.2.

IV.1.4. Simulation par la méthode VOF

La simulation numérique des écoulements à bulles est largement étudiée dans la littérature en utilisant plusieurs approches numériques, notamment dans des fluides newtoniens. Ces simulations ont permis d'améliorer la compréhension de phénomènes liés à ces écoulements tels que l'ascension de bulles, la coalescence et les instabilités interfaciales. Parmi ces approches, on peut citer la méthode VOF (*Volume Of Fluid*). Cette dernière a été introduite pour la première fois par Hirt et Nichols (1981) dans un code appelé SOLA-VOF pour traquer les interfaces matérielles dans une grille Eulérienne. La méthode permet de décrire le comportement transitoire d'une phase dispersée déformable dans une autre phase continue par la résolution des équations d'Euler ou de Navier–Stokes avec un schéma de différences finies ou de volumes finis. Son efficacité a été prouvée pour le calcul de propriétés de la phase gaz dispersée telles que les formes et les vitesses terminales de bulles d'air dans l'eau (Krishna et van Baten (1999), Delnoij *et al.* (1997) et Rudman, 1997). Pour une prévision précise des propriétés de bulles ellipsoïdales telles que le sillage, des systèmes tridimensionnels à des échelles de mailles suffisamment petites doivent être considérés (Olmos, 2002). Par contre, les petites bulles sphériques sont correctement simulées par des modèles axisymétriques. Ces résultats sont confirmés par Essemiani *et al.* (2001) dans le cas de calottes sphériques. Récemment, Bertola *et al.* (2004) ont prédit l'influence du diamètre des bulles sur la vitesse terminale en utilisant l'approche VOF. A notre connaissance l'approche VOF n'a jamais été testée pour la prévision des propriétés lors de la traversée d'une interface liquide-liquide par une bulle ou une sphère rigide.

IV.2. Traversée d'une interface liquide-liquide par une bulle

Dans cette partie du chapitre, nous nous intéressons à l'ascension et au comportement d'une bulle traversant l'interface de deux liquides constitués d'une phase aqueuse et d'une phase huileuse. Une étude expérimentale réalisée à l'aide de la caméra rapide sera présentée dans un premier temps ; elle sera suivie d'une étude numérique réalisée par l'approche VOF.

IV.2.1. Présentation des expériences

Afin de mettre en évidence la cinétique de la traversée d'une bulle d'air à travers une interface liquide–liquide et les différents phénomènes associés, nous avons utilisé plusieurs fluides, newtoniens pour la phase huileuse (huile de silicone) et newtoniens ou non newtoniens pour la phase aqueuse (eau, Emkarox et PAAM).

L'ascension de la bulle a été filmée avant, pendant et après le passage à l'interface liquide–liquide. Les observations de ces films nous ont permis de décrire la traversée de la bulle à l'interface pour les cas suivants : eau–huile de silicone, Emkarox–huile de silicone et PAAM–huile de silicone. La différence entre ces cas réside donc seulement en la nature de la phase aqueuse.

IV.2.1.1. Description du phénomène

Conformément aux visualisations réalisées par la caméra, on peut décrire le phénomène de la traversée d'une interface par une bulle par les étapes suivantes :

- Ascension de la bulle dans le premier fluide (phase aqueuse).
- Arrivée de la bulle à l'interface où sa vitesse ralentit et l'interface commence à se déformer.
- Drainage progressif du film séparant la bulle et l'interface, accompagné par l'étirement de ce dernier et la déformation de la bulle.
- Rupture du film liquide englobant la bulle (figure IV.4).
- Ascension de la bulle dans le second fluide (phase huileuse) et retour du fluide lourd entraîné par la bulle vers l'interface.

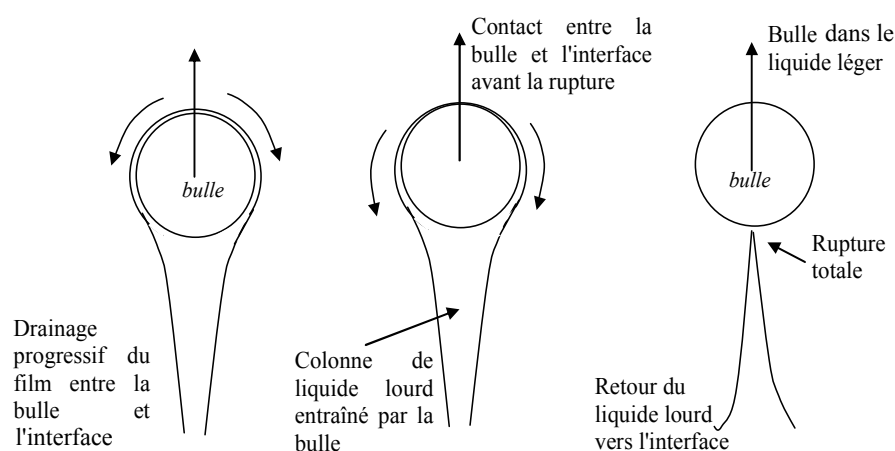


Figure IV.4. Drainage et rupture du film liquide entre la bulle et l'interface.

Nous traiterons dans ce qui suit les traversées de bulles dans quelques systèmes (phase aqueuse/phase huileuse) utilisés, afin de mettre en évidence le comportement de la bulle et de l'interface dans ces systèmes. Nous présenterons d'abord les images de bulles, les diagrammes spatio-temporels ainsi que les évolutions de la vitesse instantanée et du nombre de Reynolds pour chaque système; puis, nous aborderons les paramètres et les caractéristiques de la cinétique du phénomène.

Pour définir les caractéristiques des différents systèmes, nous utiliserons les notations suivantes:

$\kappa = \eta_1 / \eta_2$ et $\gamma = \rho_1 / \rho_2$ respectivement pour le rapport de viscosités et de masses volumiques entre la phase aqueuse (inférieure) et la phase huileuse (supérieure).

IV.2.1.2. Systèmes eau–huile de silicone

Lors de son ascension dans l'eau, la bulle a une trajectoire en zigzag ou en hélice, soit une trajectoire bi et tridimensionnelle. Ce phénomène connu étant dû à l'instabilité du sillage secondaire de la bulle (Fan *et al.* 1990) et faisant dévier celle-ci de sa trajectoire rectiligne rend alors le traitement de l'image difficile. Nous ne considérerons donc, lors de l'analyse de nos résultats, que la composante verticale de la vitesse. Par ailleurs, cette trajectoire particulière joue également un rôle sur la forme de la bulle qui change compte tenu de la faible viscosité de l'eau. Ainsi, la bulle ne prendra pas une forme définitive comme dans les fluides plus visqueux (sphérique, ellipsoïdale ou calotte sphérique) (Clift *et al.* 1978).

Ces particularités jouent bien entendu un rôle très important lors de la traversée de l'interface. En effet, il y a peu de chance que la bulle attaque l'interface perpendiculairement ; elle arrive plutôt avec un angle variable mais inférieur à 90°.

Afin de comparer le comportement de la bulle en fonction de la viscosité de la phase légère, nous présenterons dans ce qui suit les résultats obtenus avec deux couples de liquides : eau–huile de silicone 100 ($\kappa = 10^{-2}$) et eau–huile de silicone 500 ($\kappa = 2.10^{-3}$).

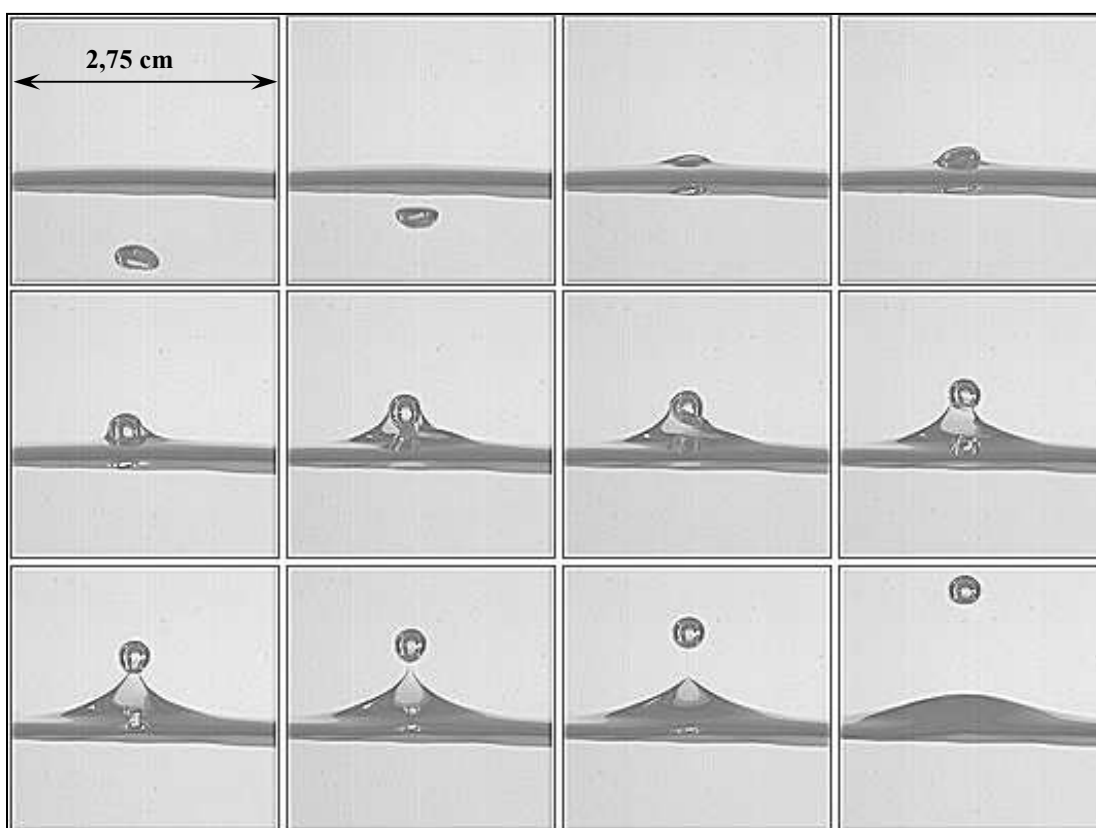


Figure IV.5. Traversée d'une interface eau-huile de silicone 100 ($\kappa = 10^{-2}$ et $\gamma = 1,036$).

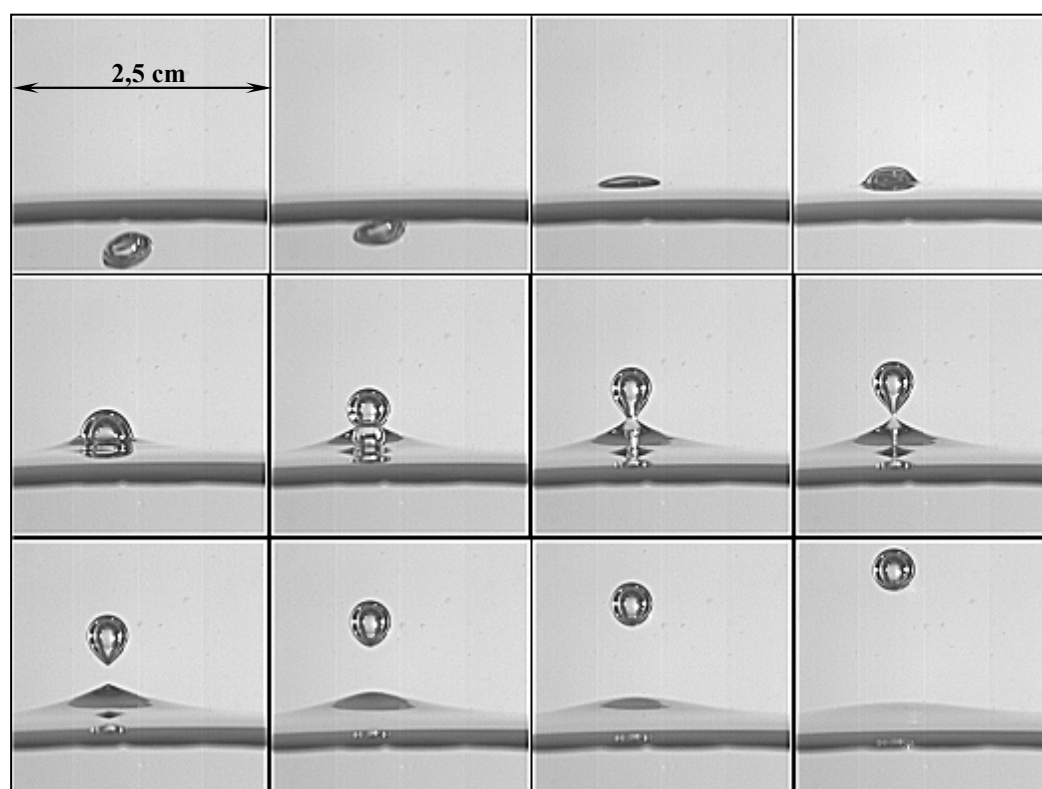


Figure IV.6. Traversée d'une interface eau-huile de silicone 500 ($\kappa = 2.10^{-3}$ et $\gamma = 1,031$).

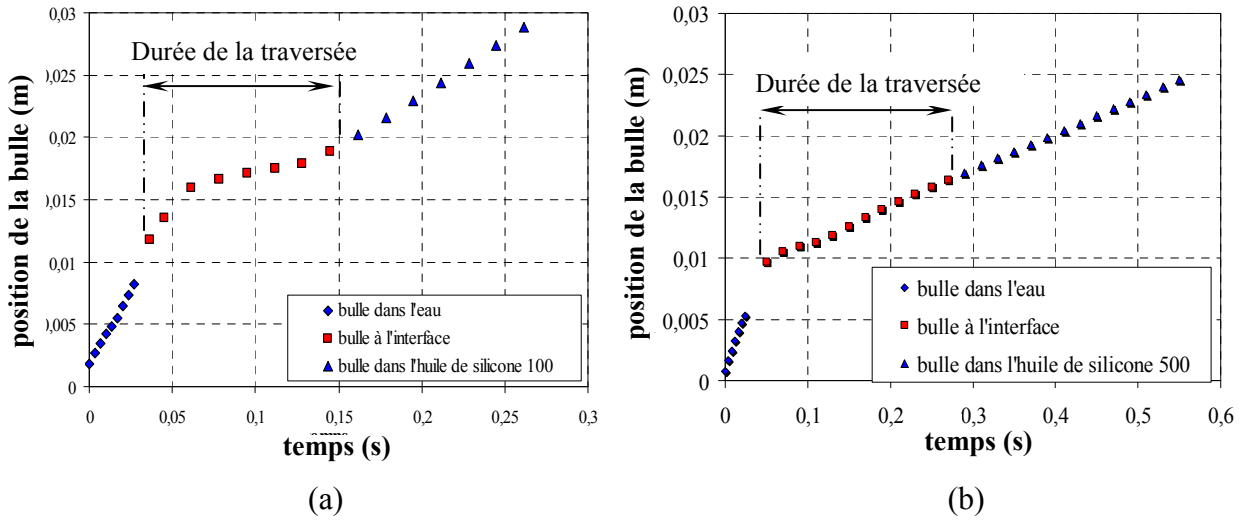


Figure IV.7. Variation de la position de la bulle ($d_{eq} = 3,7$ mm) dans les systèmes: (a) eau-silicone 100 ($\kappa = 10^{-2}$ et $\gamma = 1,036$) et (b) eau-silicone 500 ($\kappa = 2.10^{-3}$ et $\gamma = 1,031$).

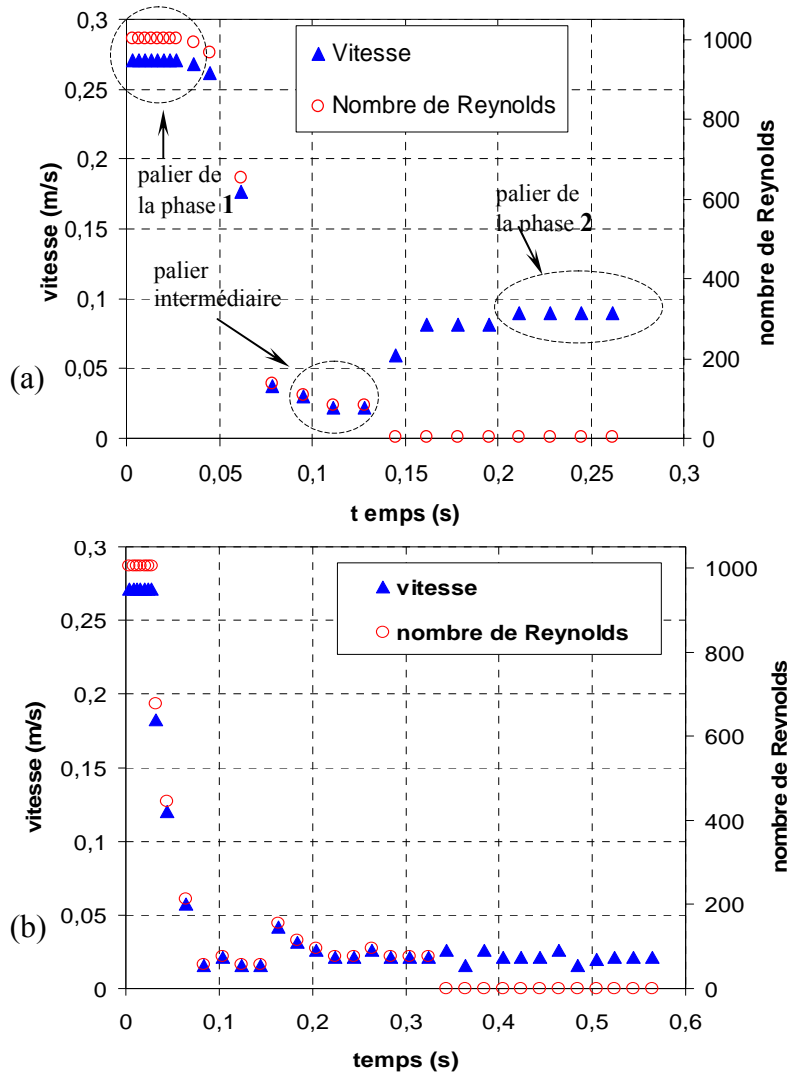


Figure IV.8. Evolution de la vitesse et du nombre de Reynolds de la bulle ($d_{eq} = 3,7$ mm) dans les systèmes: (a) eau-silicone 100 ($\kappa = 10^{-2}$ et $\gamma = 1,036$) et (b) eau-silicone 500 ($\kappa = 2.10^{-3}$ et $\gamma = 1,031$).

Les figures IV.5 et IV.6 illustrent la traversée de l'interface correspondant aux systèmes eau–huile de silicone 100 et eau–huile de silicone 500 respectivement.

Comme on pouvait le prévoir compte tenu de la dissymétrie de l'attaque de la bulle, le passage de la bulle à l'interface ne se fait pas de manière axisymétrique, l'interface se déformant de façon différente de part et d'autre de la bulle. Cependant, le fluide supérieur étant beaucoup plus visqueux que l'eau, la trajectoire de la bulle devient rectiligne et sa forme redevient symétrique, ce qui tend à rendre le phénomène symétrique.

A l'interface, dans le système eau–silicone 100, le drainage du film liquide commence sur le côté de façon dissymétrique, mais devient axisymétrique peu avant la rupture. Par contre dans le système eau–silicone 500, le drainage est axisymétrique durant tout le processus.

Durant la traversée de l'interface, la forme de la bulle change pour ressembler à celle d'une goutte inversée (comparable à celle d'une bulle dans des fluides non newtoniens) ; celle-ci ne se modifiera que peu de temps après la rupture du film pour devenir sphérique.

Les diagrammes spatio-temporels de bulles présentés sur la figure IV.7 montrent que la durée de la traversée de l'interface pour le système eau–silicone 500 est plus longue par rapport à celle correspondant au système eau–silicone 100; les durées respectives étant de 0,22 s et 0,08 s. Ceci est dû à la viscosité élevée de l'huile de silicone 500. Concernant l'étirement de l'interface, nous remarquons qu'il est du même ordre pour les deux systèmes. Ce résultat ne permet toutefois pas de conclure compte tenu de vu l'influence de l'angle d'attaque de la bulle à l'interface.

Les différentes caractéristiques du phénomène, en particulier le temps de passage et la longueur d'étirement de l'interface seront abordées de manière détaillée plus loin dans ce chapitre afin de comparer les différents systèmes étudiés.

Pour mettre en évidence la cinétique de la traversée, notamment le changement du régime d'écoulement de la bulle durant le passage entre les deux phases, nous avons tracé sur la figure IV.8, l'évolution de la vitesse et du nombre de Reynolds instantanés obtenus durant la traversée de l'interface. Deux paliers de vitesses et de nombre de Reynolds caractérisent l'ascension de la bulle dans chacune des deux phases. La transition entre ces deux paliers n'est pas directe, elle s'effectue en passant par un pseudo–palier intermédiaire qui représente la rétention à l'interface. Le mouvement de la bulle dans l'eau est plus inertiel compte tenu de la faible viscosité de l'eau ce qui se traduit par un nombre de Reynolds élevé. Dans la phase huileuse les forces de viscosité dominant, comme on peut le constater par les faibles valeurs des nombres de Reynolds.

L'allure générale de l'évolution du nombre de Reynolds instantané met en évidence la complexité du phénomène de la traversée de l'interface. Le degré de la complexité est accru dans le cas de l'eau du fait de l'angle d'attaque de la bulle à l'interface qui constitue un paramètre

supplémentaire dont il faudra tenir compte en plus des propriétés des phases et de la bulle. A partir de l'allure des courbes de la figure IV.8, nous constatons que la traversée de l'interface pourrait être caractérisée par les paramètres suivants : les trois paliers à nombre de Reynolds constant, le temps de rétention (qui correspond au palier intermédiaire), le temps de passage (qui correspond au temps entre les deux paliers de phases liquides) et la longueur d'étirement de l'interface.

Nous considérons dans ce qui suit, les systèmes Emkarox–silicone en utilisant pour la phase aqueuse deux concentrations différentes d'Emkarox seront présentés (25% et 65% dans l'eau dont les viscosités sont 25.10^{-3} et 625.10^{-3} Pa.s respectivement) et comme phase huileuse les huiles de silicone 100 et 500 (dont les viscosités sont 10^{-2} et 0,5 Pa.s respectivement). Les rapports des viscosités correspondant à ces systèmes varient de 0,025 à 6,25.

IV.2.1.3. Systèmes 25% d'Emkarox– huile de silicone

Sur la figure IV.9 sont présentées les images correspondant à la traversée de la bulle à l'interface 25% Emkarox–silicone 100. On remarque que la bulle qui a une trajectoire rectiligne dans ces deux fluides visqueux, entraîne, à son passage, une colonne du liquide lourd dans la phase légère. La première rupture entre la bulle et l'interface a lieu au milieu de la colonne liquide avec formation de gouttelettes d'Emkarox dans l'huile de silicone. La bulle poursuit ensuite librement son ascension dans l'huile de silicone en entraînant un petit volume d'Emkarox dans son sillage. La rupture finale entre la bulle et ce petit volume d'Emkarox se produit suite au drainage progressif de ce dernier. On notera que la traversée est parfaitement axisymétrique durant toutes ces étapes, même après la première rupture. Ce même scénario de traversée est observé dans le cas de l'interface formée par le couple 25% Emkarox–huile de silicone 500.

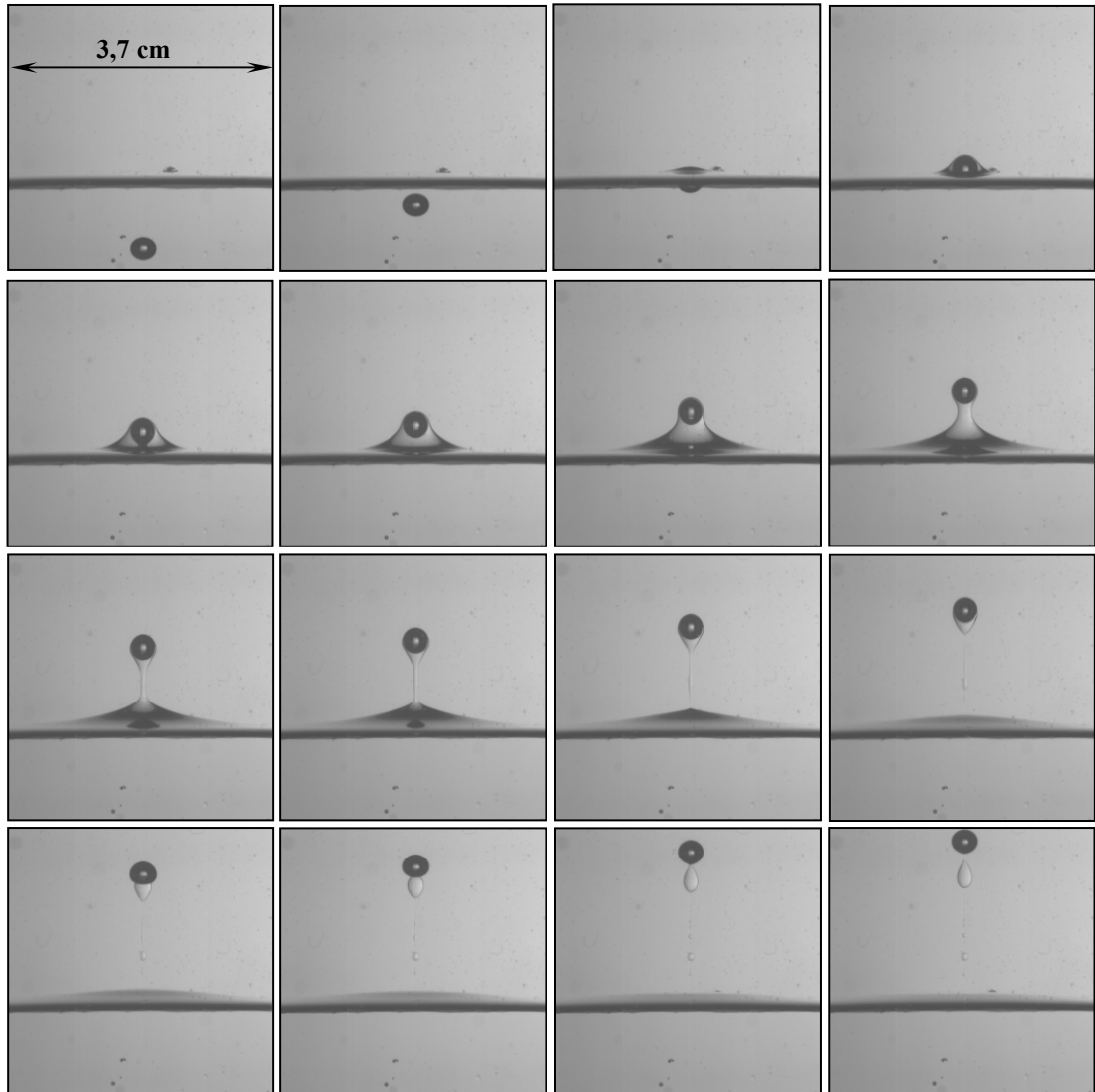


Figure IV.9. Traversée à l'interface 25% Emkarox–huile de silicone 100 ($\kappa = 0,25$; $\gamma = 1,061$) par une bulle ($d_{eq} = 3,5$ mm).

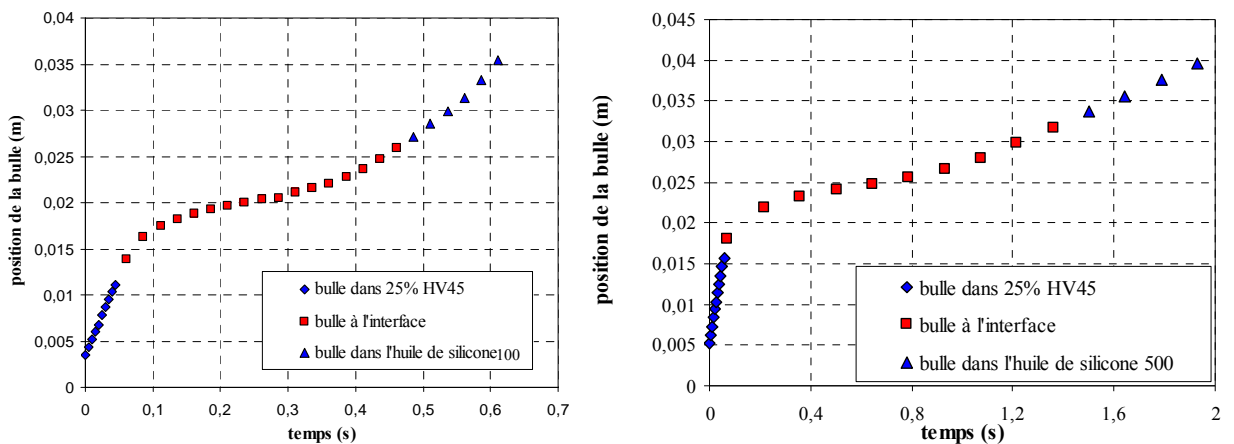


Figure IV.10. Evolution de la position des bulles ($d_{eq} = 3,5$ mm) dans les systèmes: 25% Emkarox–silicone 100 ($\kappa = 0,25$; $\gamma = 1,061$) et 25% Emkarox–silicone 500 ($\kappa = 0,05$; $\gamma = 1,056$).

La figure IV.10 présente l'évolution au cours du temps de la position de bulles de même diamètre équivalent ($d_{eq} = 3,5$ mm) lors de la traversée des interfaces obtenues avec les couples Emkarox–silicone 100 et Emkarox–silicone 500. Les courbes ainsi obtenues ont la même allure générale, le processus étant évidemment plus lent lorsque l'huile de silicone est plus visqueuse. Les durées globales de passage à l'interface sont de 0,4 s et 1,3 s lorsque les huiles de silicone 100 et 500 sont utilisées respectivement. La longueur d'étirement de l'interface est déterminée à partir de ces courbes pour les deux cas. Elle est de 1 cm et de 1,4 cm en présence d'huiles de silicone 100 et 500 respectivement.

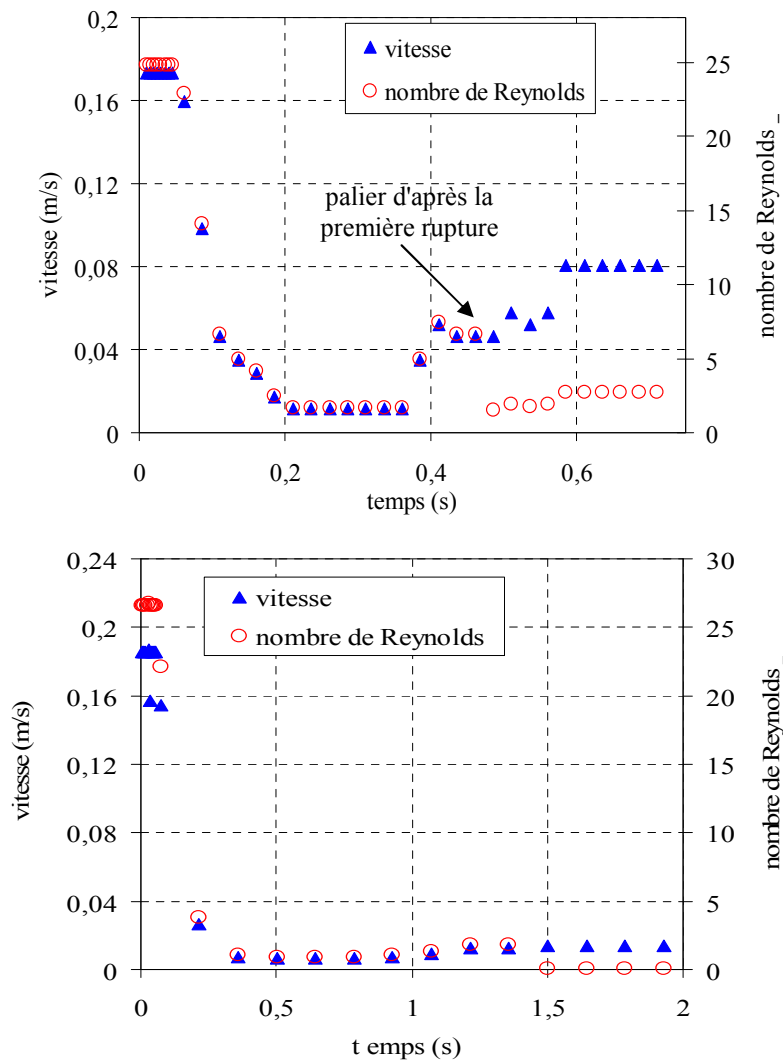


Figure IV.11. Evolution des vitesses et des nombres de Reynolds des bulles ($d_{eq} = 3,5$ mm) dans les systèmes: (a) 25% HV45–silicone 100 ($\kappa = 0,25$; $\gamma = 1,061$) et (b) 25% HV 45–silicone 500 ($\kappa = 0,05$, $\gamma = 1,056$).

La figure IV.11 montre l'évolution de la vitesse de la bulle ainsi que le régime d'écoulement donnée par le nombre de Reynolds. Nous pouvons ainsi constater tant pour la vitesse que pour le nombre de Reynolds, la présence des deux paliers correspondant aux phases liquides et celle du palier intermédiaire. L'ascension de la bulle après la première rupture est bien distinguée par un pseudo palier sur chacune des courbes (figure IV.11). Le palier intermédiaire obtenu durant la traversée, montre clairement l'installation momentanée d'un régime permanent lors de la traversée. Ceci implique que la résultante des forces agissant sur la bulle est constante et stable.

IV.2.1.4. Systèmes 65% Emkarox–huile de silicone

Les images reportées sur la figure IV.12 illustrent différentes séquences obtenues lors de l'ascension d'une bulle ayant un diamètre équivalent de 5,1 mm à travers l'interface formée par ce couple de liquides. On constate que la colonne liquide d'Emkarox (donc l'interface) est bien étirée dans l'huile de silicone durant le drainage du film. La rupture entre la bulle et la colonne liquide s'effectue en une seule étape. En générale, la traversée est axisymétrique sauf au moment de la rupture, le drainage étant plus rapide d'un côté que de l'autre. On notera par ailleurs que la bulle qui était initialement sphérique dans la solution d'Emkarox, a là encore une forme de goutte inversée durant la traversée de l'interface avant de prendre finalement, lors de son ascension dans la phase huileuse et après la rupture du film, une forme ellipsoïdale.

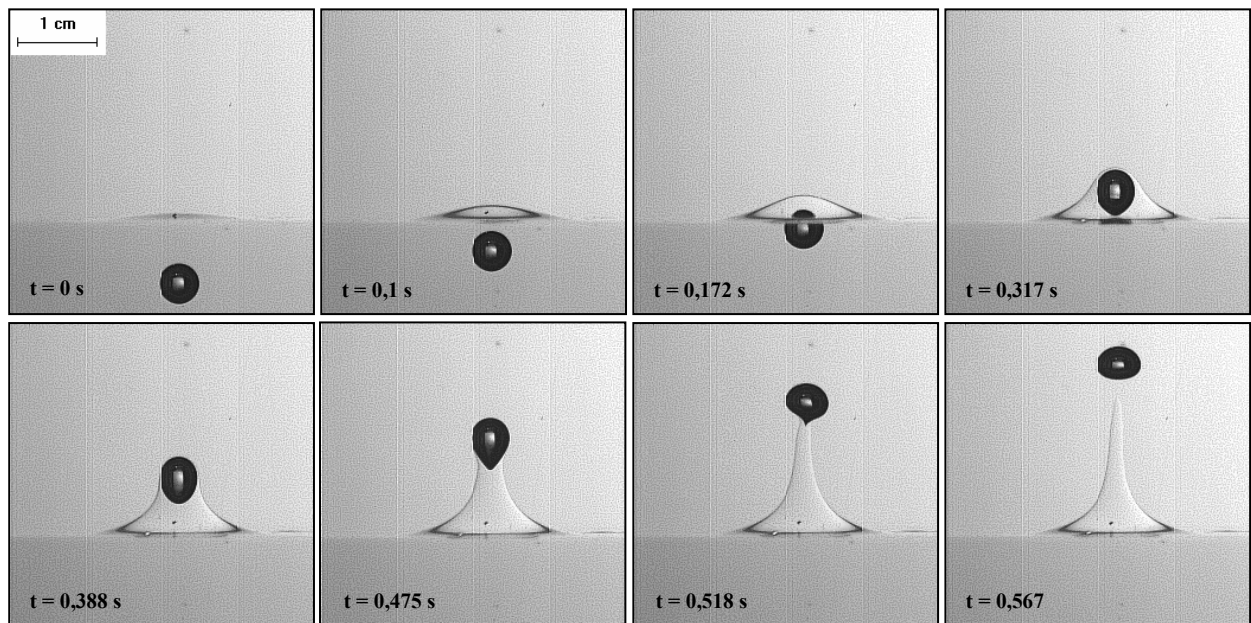


Figure IV.12. Traversée à l'interface 65% Emkarox–huile de silicone 100 ($\kappa = 6,25$; $\gamma = 1,09$).

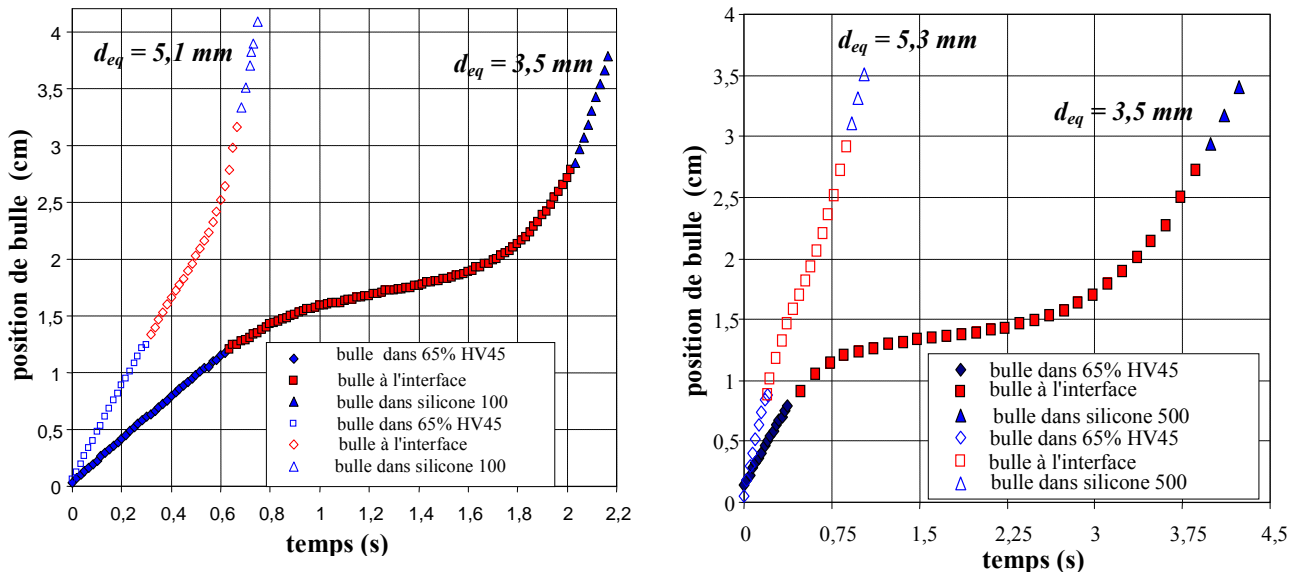


Figure IV.13. Evolution de la position des bulles dans les systèmes: 65% Emkarox–silicone 100 ($\kappa = 6,25$; $\gamma = 1,09$) et 65% Emkarox–silicone 500 ($\kappa = 1,25$; $\gamma = 1,085$).

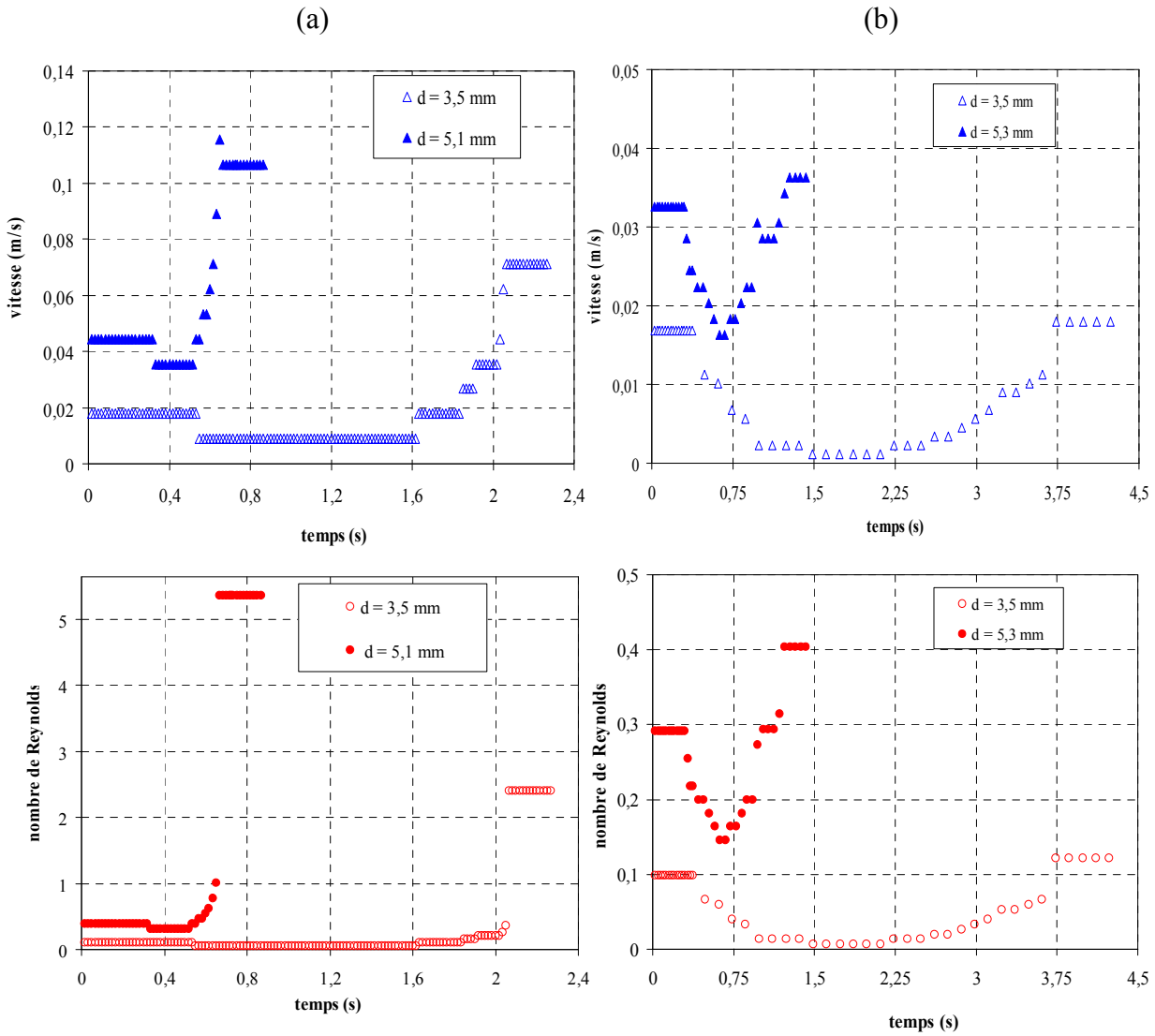


Figure IV.14. Evolution de la vitesse et du nombre de Reynolds des bulles pour les systèmes: (a) 65% Emkarox–silicone 100; (b) 65% Emkarox–silicone 500.

L'évolution de la position de la bulle en fonction du temps est présentée sur la figure IV.13 pour deux phases légères et deux tailles de bulles différentes. Elle montre, en plus d'un ralentissement plus important et prévisible dans le cas des petites bulles et d'une solution légère plus visqueuse, que l'étirement maximum de l'interface (correspondant au second tronçon sur les courbes) est comparable pour les deux diamètres de bulles et les deux systèmes Emkarox–silicone utilisés. Ceci indique que l'étirement dépend en fait plus de la nature de l'interface.

La figure IV.14 montre les évolutions de vitesse et du nombre de Reynolds correspondant aux cas de la figure IV.13. Nous pouvons remarquer sur cette figure que :

- L'allure générale des traversées est comparable à celle des cas de systèmes présentés précédemment, notamment en ce qui concerne la présence du palier intermédiaire obtenu lors de la traversée de l'interface pour lequel le régime est stationnaire et stable,
- La traversée est plus lente pour la bulle de petit diamètre que celle de diamètre plus élevé et ce pour un même système d'interface,
- Pour une bulle de même taille, la traversée dans le système 65% Emkarox–silicone 500 est plus lente que celle correspondant au 65% Emkarox–silicone 100.

IV.2.1.5. Systèmes PAAm–huile de silicone

Les expériences suivantes ont été réalisées en utilisant comme couple de liquides la solution 0,5% PAAm (phase lourde) et l'huile de silicone 100. Sur la figure IV.15 figurent les principales séquences retenues parmi les images obtenues par caméra rapide pour une bulle de 5,1 mm de diamètre. Elles montrent que la forme de goutte inversée de bulle (typique dans la solution 0,5% PAAm à cause de son caractère rhéofluidifiant) est conservée après la traversée de l'interface tant que le film entre la bulle et la colonne de liquide non-newtonien entraîné n'est pas rompu. Après la rupture de ce film, la bulle aura une forme de calotte sphérique.

L'évolution de la position de la bulle en fonction du temps obtenue pour ce système est reportée sur la figure IV.16. Celle-ci montre que, pendant la traversée de l'interface, l'étirement de l'interface est faible et comparable à celui obtenu pour le système 65% Emkarox–silicone 100.

On notera que dans le cas d'une phase lourde constituée par une solution 1% PAAm, (plus viscoélastique que la solution 0,5% PAAm), la bulle atteint la surface libre de la colonne avant la rupture du film drainé, ce qui correspond à une hauteur d'étirement supérieure à 25 cm. Par conséquent, les résultats n'ont pu être exploités dans ce cas.

Les longueurs d'étirement de l'interface correspondant aux bulles de la figure IV.16 sont respectivement de 4,7 et 1,7 mm pour la grosse bulle ($d_{eq} = 9,65$ mm) et la petite bulle ($d_{eq} = 5,1$

mm), ce qui représente un facteur trois entre ces longueurs. Pour la petite bulle, la résistance de l'interface ralentit fortement la bulle et le drainage a entièrement lieu au voisinage de l'interface. En revanche, la grosse bulle dépasse l'interface du fait de sa vitesse plus importante, et l'interface s'étire d'avantage sans doute à cause de son caractère viscoélastique.

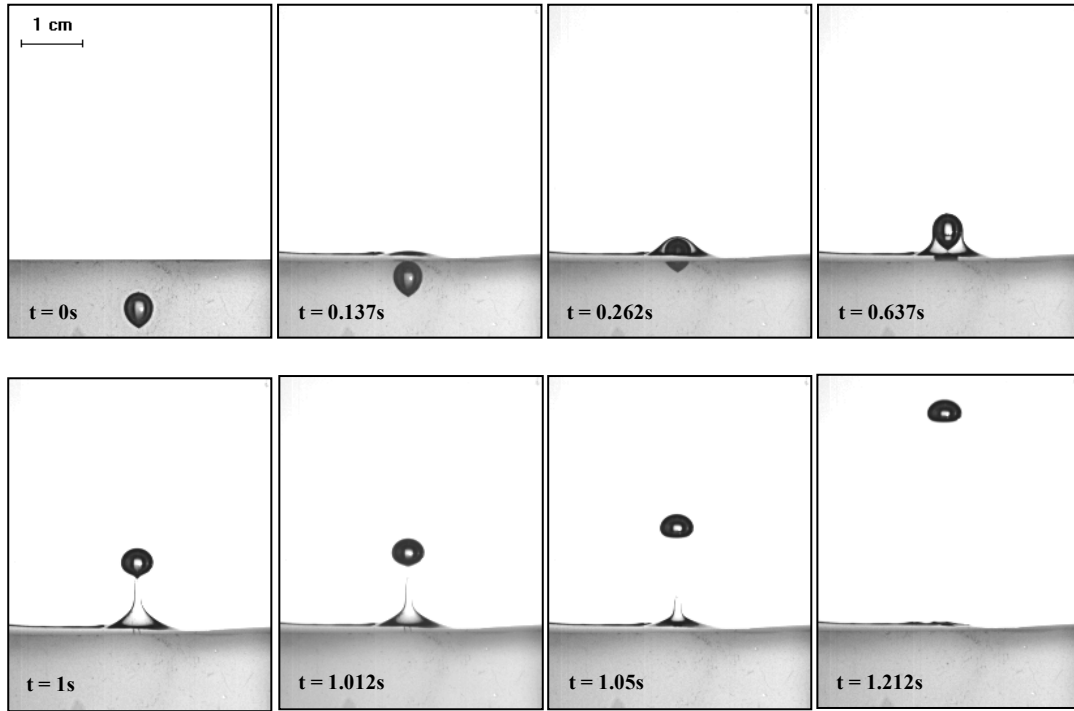


Figure IV.15. Traversée d'une interface 0,5% PAAm–silicone 100 ($\kappa = -$, $\gamma = 1,03$).

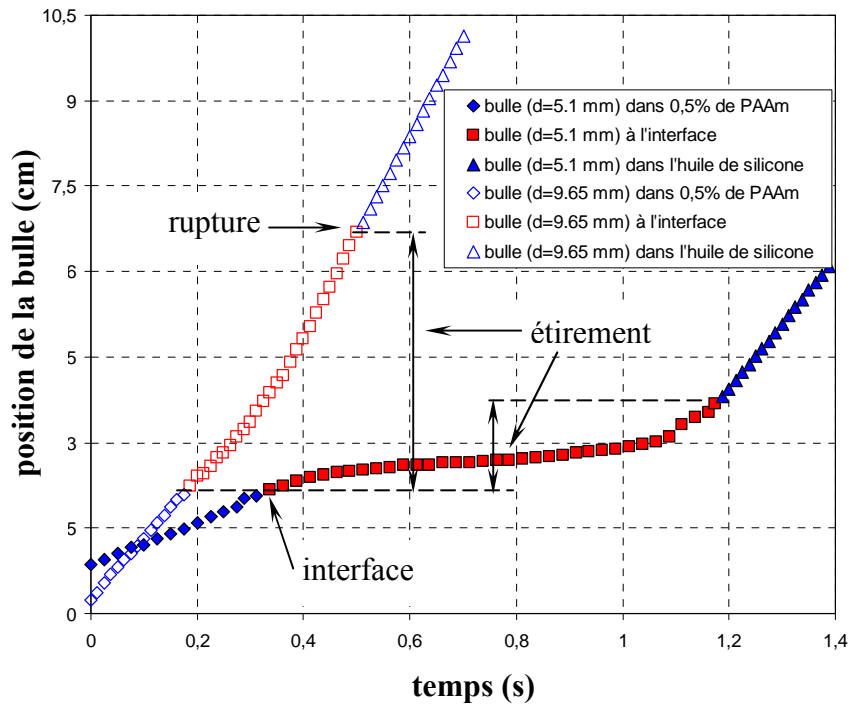


Figure IV.16. Evolution de la position des bulles dans le système 0,5% PAAm–silicone 100.

Les évolutions de la vitesse et du nombre de Reynolds généralisé sont illustrées sur la figure IV.17. Nous pouvons constater que les allures des courbes sont similaires à celles obtenues avec les systèmes discutés précédemment, en particulier en ce qui concerne la présence des trois paliers de vitesse et du nombre de Reynolds généralisé. En comparant la durée de la traversée d'une bulle de même diamètre équivalent ($d_{eq} = 5,1$ mm) dans ce système et dans le système 65% Emkarox–silicone 100, nous remarquons que le processus est plus lent dans le cas présent. Ceci pourrait s'expliquer par le caractère viscoélastique de l'interface 0,5% PAAm–silicone 100, qui résiste davantage à la traversée de la bulle.

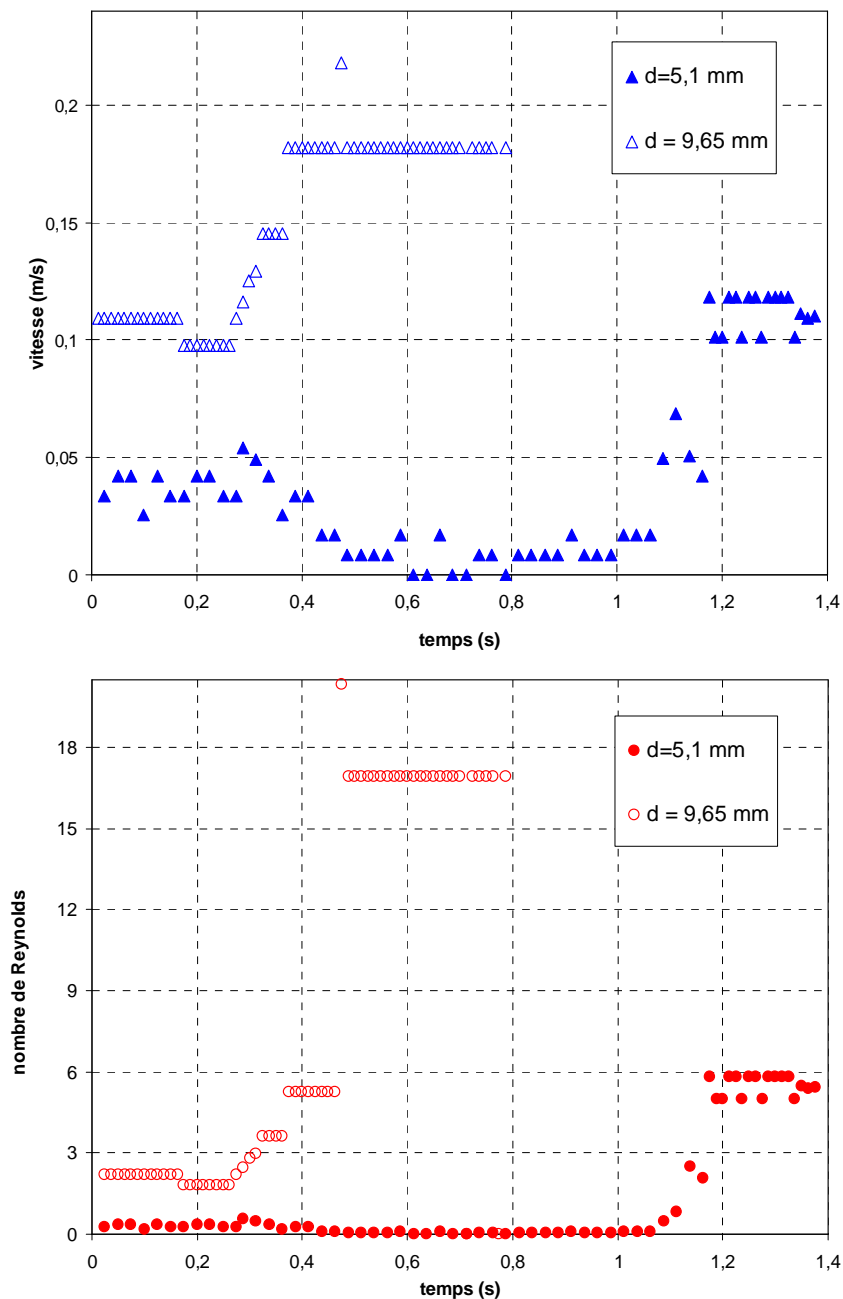


Figure IV.17. Evolution de la vitesse et du nombre de Reynolds des bulles pour le système: 0,5% PAAm–silicone 100.

IV.2.2. Paramètres agissant sur la traversée de l'interface liquide–liquide

IV.2.2.1. Effet hydrodynamique (diamètre de la bulle)

Pour mettre en évidence cet effet, le tableau IV.1 illustre les paramètres caractéristiques de la traversée de deux bulles de diamètre différent dans plusieurs systèmes d'interfaces: eau–silicone, Emkarox–silicone et PAAm–silicone.

Système	Eau–silicone 500		65% HV 45– silicone 100		65% HV 45– silicone 500		PAAm–silicone 100	
d_{eq} de labulle (mm)	3,7	4,1	3,5	5,1	3,5	5,3	5,1	9,65
κ	0,02		6,25		1,25			
γ	1,031		1,09		1,085		1,036	
σ_{12} ($\cdot 10^{-3}$ N.m)	23,6		13,9		14,75		15,1	
Re_1	1002,7	1116,5	0,103	0,390	0,103	0,291	0,363	2,205
Re_i	58	108,5	0,025	0,311	0,0066	0,145	0,023	1,82
Re_2	0,15	0,252	2,742	5,353	0,111	0,404	5,429	16,931
Temps de rétention, t_r (s)	0,06	0,04	0,334	0,183	0,875	0,15	0,575	0,075
Temps de passage, t_p (s)	0,312	0,26	1,55	0,46	3,3625	0,975	0,838	0,213
Longueur d'étirement, h_{max} (mm)	9,290	9,73	21,42	24,738	20,74	24,39	10,962	46,2

Tableau IV.1. Effet hydrodynamique (diamètre de bulle) sur la traversée de l'interface.

σ_{12} est la tension interfaciale entre les deux liquides. Les nombres de Reynolds Re_1 , Re_2 et Re_i , sont définis comme suit:

- Re_1 est le nombre de Reynolds correspondant à l'ascension de la bulle dans la phase aqueuse (lourde) à sa vitesse terminale ascensionnelle avant son ralentissement à l'interface (palier de la phase 1, cf. figure IV.8).

- Re_2 est le nombre de Reynolds correspondant à l'ascension libre de la bulle dans la phase huileuse (légère) à sa vitesse terminale ascensionnelle après la traversée de l'interface liquide–liquide (palier de la phase 2; cf. figure IV.8).
- Re_i est le nombre de Reynolds correspondant à l'étape de la traversée de l'interface liquide–liquide par la bulle à une vitesse constante (palier intermédiaire, cf. figure IV. 8), dans ce cas la phase continue est la phase lourde.

Le tableau IV.1 montre que l'influence du diamètre de la bulle est significative sur les temps de passage et de rétention à l'interface pour les quatre systèmes présentés. Cette influence est toutefois moindre dans le cas du système eau–silicone 100, ce qui peut être dû à l'effet de l'angle d'attaque de la bulle à l'interface sur la traversée de l'interface de celle-ci. On constate ainsi que l'augmentation de la taille de la bulle réduit ces temps, ce qui peut s'expliquer par l'augmentation des forces d'inertie et de poussée, principales forces motrices agissant sur la bulle. Cette influence est obtenue tant pour les systèmes contenant des fluides newtoniens que non newtoniens. En ce qui concerne la longueur d'étirement de l'interface (h_{max}), nous estimons que l'influence de la taille de la bulle sur ce paramètre reste modérée, sauf dans le cas du système 0,5% PAAm–silicone 100 pour lequel l'étirement est quatre fois plus important pour une bulle de diamètre $d_{eq} = 9,65 \text{ mm}$ que pour une bulle ayant un diamètre plus faible $d_{eq} = 5,1 \text{ mm}$, sans doute en raison de l'élasticité du fluide.

IV.2.2.2. Effet physicochimique de l'interface liquide–liquide

Les propriétés physiques de l'interface jouent un rôle principal dans le processus de la traversée de la bulle. Pour mettre en évidence cet effet, nous présentons dans le tableau IV.2 les caractéristiques obtenues lors de la traversée de différentes interfaces par des bulles de même taille. Pour cela, nous avons sélectionné (cf. Annexe AN-IV.1) des bulles ayant des diamètres équivalents d'environ 3,5 mm.

La variation du temps de passage de la bulle à l'interface et la longueur d'étirement de l'interface (correspondant à la colonne de liquide lourd entraîné dans le liquide léger) obtenus dans les différents systèmes étudiés sont représentées en fonction de différents nombres adimensionnels décrivant le processus de traversée de l'interface.

a) Temps de Passage à l'interface

Compte tenu du phénomène observé, nous avons tenté d'estimer la durée de la traversée de l'interface par la bulle en nous basant sur les nombres adimensionnels susceptibles de faire intervenir les forces impliquées dans le processus de la traversée. Nous avons choisi les nombres de Reynolds et de Morton, bien que ces nombres concernent en fait d'avantage les écoulements diphasiques, alors que notre problème est triphasique. Les forces principales qui gouvernent le phénomène sont: les forces de viscosité, d'inertie et de tension de surface (superficielle et interfaciale).

Les figures IV.18 et IV.19 illustrent la variation du temps de passage des bulles dans les différents systèmes étudiés en fonction respectivement du rapport des nombres de Reynolds dans les deux phases (Re_1/Re_2) et des nombres de Morton (Mo_1/Mo_2).

Pour les systèmes correspondant à des phases aqueuses identiques, le temps de passage de la bulle augmente avec les rapports Re_1/Re_2 ou Mo_1/Mo_2 selon des lois de puissance. Pour un rapport donné de Re_1/Re_2 ou de Mo_1/Mo_2 , ce temps de passage est plus grand pour les systèmes dont la phase aqueuse est plus visqueuse. Ceci montre que la phase aqueuse joue un rôle déterminant dans la rapidité du processus de la traversée de l'interface en raison de l'inertie.

système	Eau – Silicone 100	Eau – Silicone 500	Eau – Silicone 1000	25% HV45 – Silicone 100	25% HV45 – Silicone 500	25% HV45 – Silicone 1000	50% HV45 – Silicone 100	50% HV45 – Silicone 500	50% HV45 – Silicone 1000	65% HV45 – Silicone 100	65% HV45 – Silicone 500	65% HV45 – Silicone 1000
κ	0,01	0,002	0,001	0,25	0,05	0,025	2,5	0,5	0,25	6,25	1,25	0,625
γ	1,036	1,031	1,031	1,061	1,056	1,056	1,084	1,078	1,078	1,09	1,085	1,085
σ_{12} (mN/m)	17,7	23,6	25,4	9,9	17,1	21,6	14,6	15,4	17,85	13,9	14,75	15,1
d_{eq} (mm)	3,7	3,7	3,7	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5
Re_1	1003	1003	1003	25,49	25,49	25,49	0,61	0,61	0,61	0,103	0,103	0,103
Re_i	82,5	58	22	1,65	0,91	0,207	0,025	0,02	0,224	0,025	0,007	0,012
Re_2	3,18	0,15	0,032	2,742	0,111	0,032	2,742	0,111	0,032	2,742	0,111	0,032
Mo_1	$2,574 \cdot 10^{-11}$			$4,875 \cdot 10^{-11}$			0,6176			25,728		
Mo_2	0,112	67,287	1061,43	0,112	67,287	1061,43	0,112	67,287	1061,43	0,112	67,287	1061,43
We_1	3,748	3,748	3,748	2,667	2,667	2,667	0,163	0,163	0,163	0,0295	0,0295	0,0295
We_2	1,359	0,074	0,1354	1,065	0,043	0,0142	1,065	0,043	0,0142	1,065	0,043	0,0142
t_r (s)	0,0433	0,06	0,1	0,15	0,39	1,02	0,273	0,5	0,92	0,333	0,875	1,22
t_p (s)	0,1567	0,312	0,58	0,53	1,44	2,72	1,8	2,66	4,7	2,006	3,36	4,23
h_{max} (mm)	13,62	9,29	8,2	15	12,8	11,1	19,7	15	13,5	21,42	20,75	19,25

Tableau IV.2. Caractéristiques hydrodynamiques du phénomène de traversée de l'interface par une bulle pour les différents systèmes utilisés.

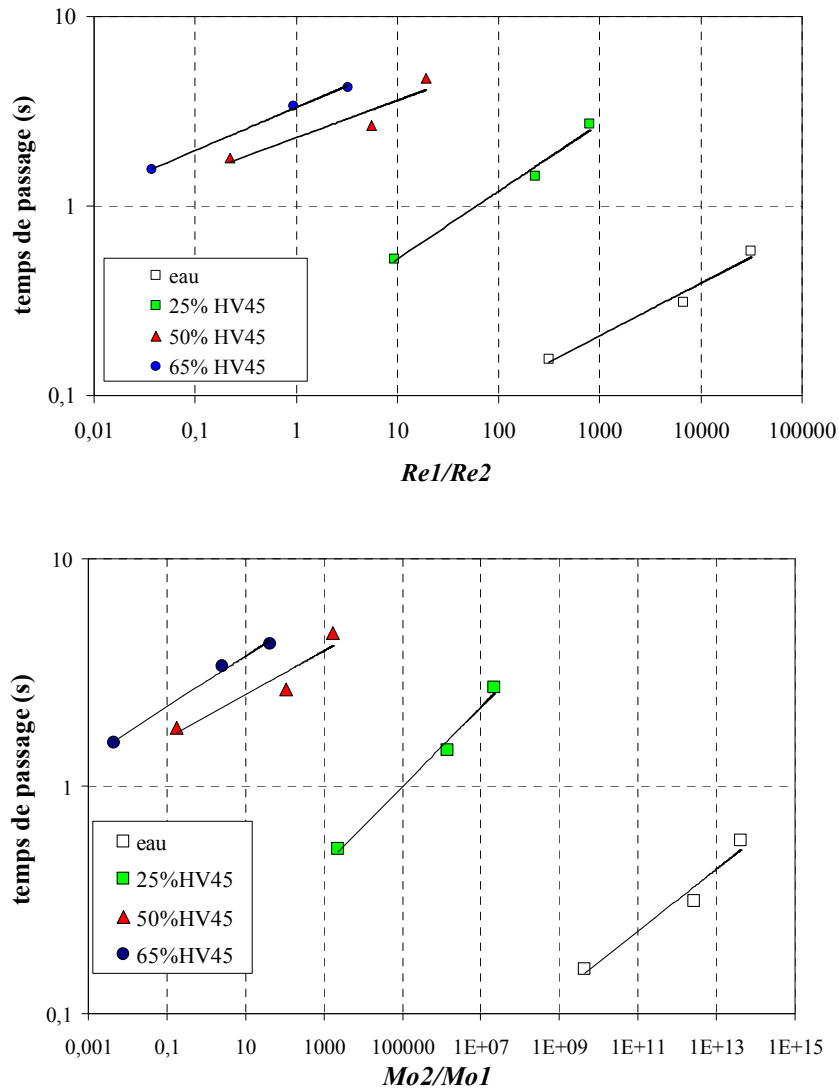


Figure IV.18. Définition des paramètres caractéristiques de la traversée.

Afin de déterminer un paramètre qui rassemble toutes les courbes des figures IV.18, nous avons défini un nombre adimensionnel basé sur le temps de passage. Ce nombre correspond au rapport entre le temps de passage et le temps caractéristique de l'écoulement dans la phase aqueuse t_{cl} . Ce dernier est défini comme étant le temps nécessaire pour que la bulle traverse une distance égale à son diamètre équivalent.

$$t_{cl} = \frac{d_{eq}}{U_1} \quad (IV.8)$$

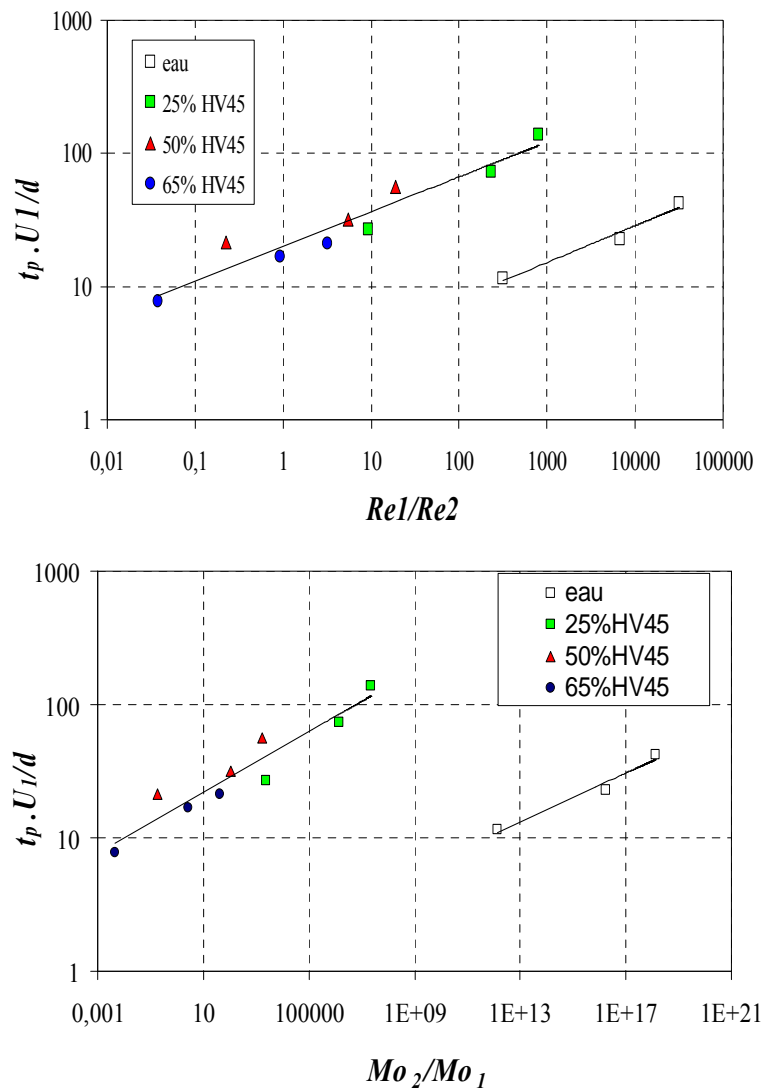


Figure IV.19. Mise en évidence des paramètres caractéristiques de la traversée de l'interface.

La variation de ce nombre adimensionnel en fonction des rapports Re_1/Re_2 et Mo_2/Mo_1 est présentée sur les figures IV.19. Ces figures montrent deux tendances pour la variation de ce temps adimensionnel, et ce, selon deux lois de puissance. La première concerne les systèmes ayant l'eau comme phase aqueuse tandis que la seconde concerne les autres systèmes. Cette différence de comportement pourrait être expliquée d'une part par la différence des régimes d'écoulement de la bulle dans l'eau et les autres systèmes et d'autre part par l'influence de l'angle d'attaque de la bulle à l'interface dans le cas de l'eau. Ainsi, dans l'eau le régime d'ascension de la bulle est instable avec $Re_1 > 1000$, tandis que dans les autres systèmes nous avons $Re_1 < 30$.

Pour une meilleure estimation du temps de passage d'une bulle à l'interface, nous avons par ailleurs défini un nombre adimensionnel permettant de rassembler les principaux paramètres

caractéristiques des trois phases. Ces paramètres sont la taille de la bulle, les viscosités des deux liquides, la tension interfaciale et la tension superficielle dans la phase liquide lourde. Nous pouvons ainsi définir le nombre adimensionnel C_i selon l'expression:

$$C_i = \frac{\eta_2 \sigma_{12}}{\eta_1 \sigma_1} \quad (IV.9)$$

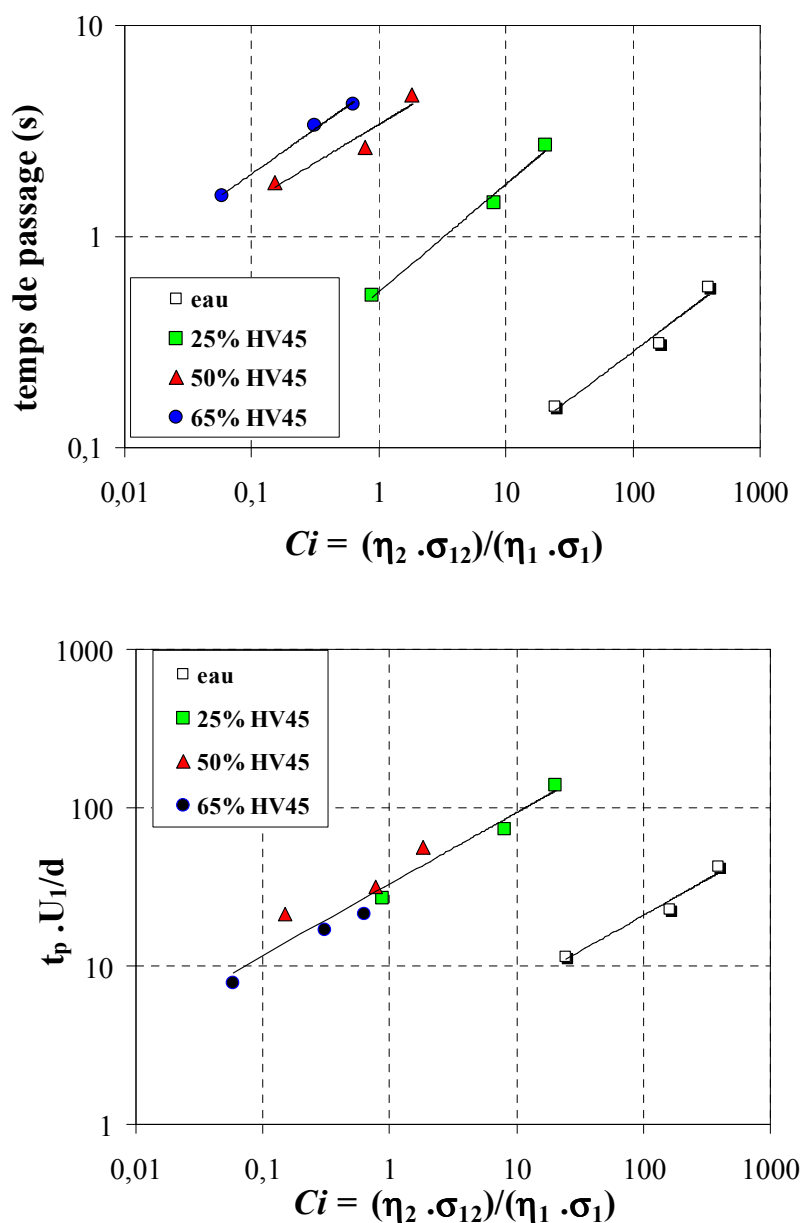


Figure IV.20. Test des paramètres caractéristiques de la traversée de l'interface.

La figure IV.20 montre la variation du temps adimensionnel en fonction du nombre C_i . Nous constatons ainsi que les temps de passage dimensionnel et adimensionnel varient de façons similaires avec le nombre adimensionnel C_i défini ci-dessus en se basant sur les caractéristiques des trois phases.

Pour améliorer les corrélations précédentes, nous avons tenté d'éliminer l'effet de la vitesse de la bulle dans la phase aqueuse en remplaçant le temps caractéristique défini par la relation IV.8 par un nouveau temps caractéristique basé sur le rapport des forces de viscosité et de tension interfaciale comme suit:

$$t_{c2} = \frac{\eta_1 d_{eq}}{\sigma_{12}} \quad (IV.10)$$

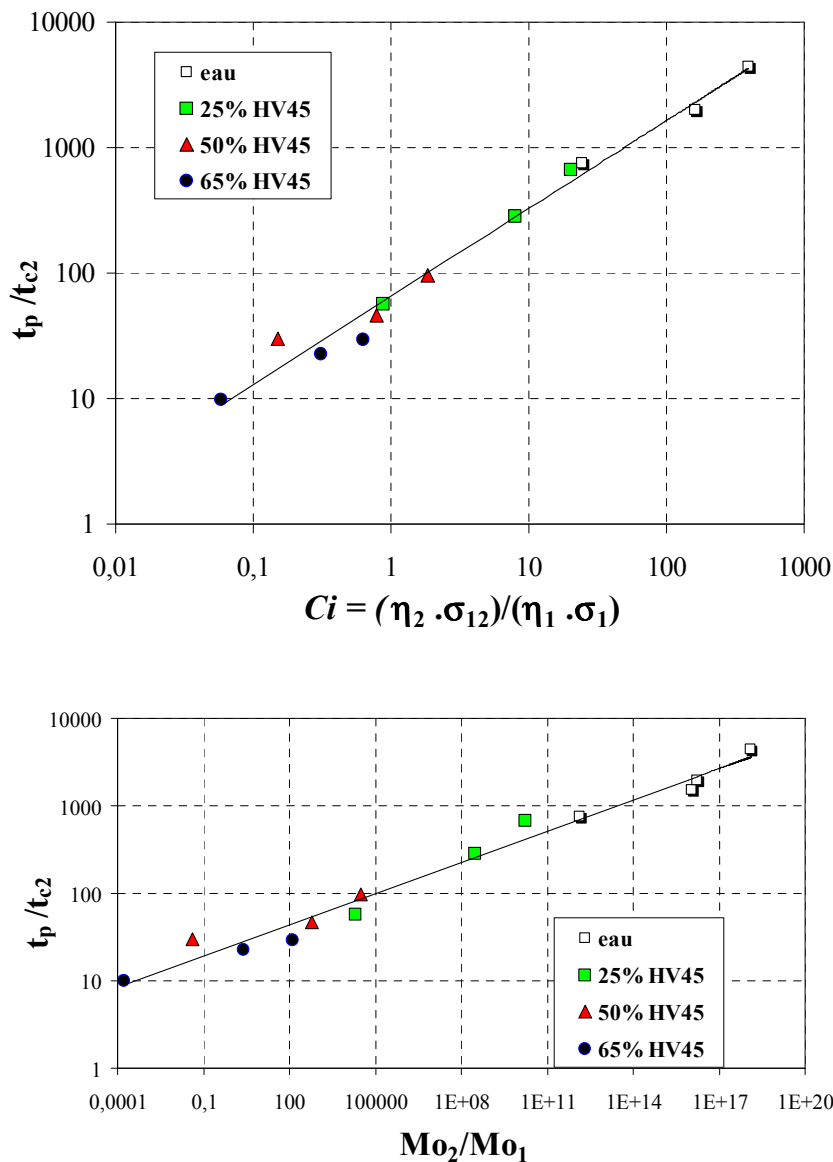


Figure IV.21. Variation du temps adimensionnel caractéristique de la traversée.

La figure IV.21 qui représente la variation du temps adimensionnel (t_p/t_{c2}) en fonction de C_i et de Mo_2/Mo_1 montre que pour un diamètre donné de bulle, il existe une relation étroite entre le temps de passage t_p et ($C_i \cdot t_{c2}$) ou ($t_{c2} \cdot Mo_2/Mo_1$). On obtient alors une relation de la forme:

$$\frac{t_p}{t_{c2}} = 32,927 (C_i)^{0,452} \quad (IV.11)$$

ou encore, en faisant intervenir les propriétés physiques des deux phases et de la bulle nous

$$t_p = 32,927 d_{eq} \left(\frac{\eta_2}{\sigma_1} \right)^{0,452} \left(\frac{\eta_1}{\sigma_{12}} \right)^{0,548} \quad (IV.12)$$

b) Longueur d'étirement de l'interface

Cette section est consacrée à l'influence du système liquide–liquide sur la longueur maximale d'étirement de l'interface durant la traversée d'une bulle. La comparaison des valeurs de la longueur d'étirement de l'interface h_{max} présentées sur le tableau IV.2 montre d'une part que pour des systèmes ayant la même phase aqueuse (lourde), cette longueur diminue avec l'augmentation de la viscosité de la phase huileuse et σ_{12} . D'autre part, elle augmente avec la viscosité de la phase aqueuse pour les systèmes ayant la même phase huileuse.

Pour mettre en évidence la variation de l'étirement de l'interface, nous avons représenté, sur la figure IV.22, le rapport (h_{max}/d_{eq}) en fonction de chacun des paramètres C_i , Mo_2/Mo_1 et Re_2/Re_1 , pour un diamètre équivalent de bulle donné ($d_{eq} = 3,5 \text{ mm}$). Cette variation suit des lois de puissance en fonction de ces trois paramètres indiquant ainsi qu'une estimation de l'étirement est possible en fonction de ces paramètres. Bien que cette estimation reste qualitative, elle donne néanmoins un ordre relativement correct de cet étirement de l'interface pour ce diamètre de bulle.

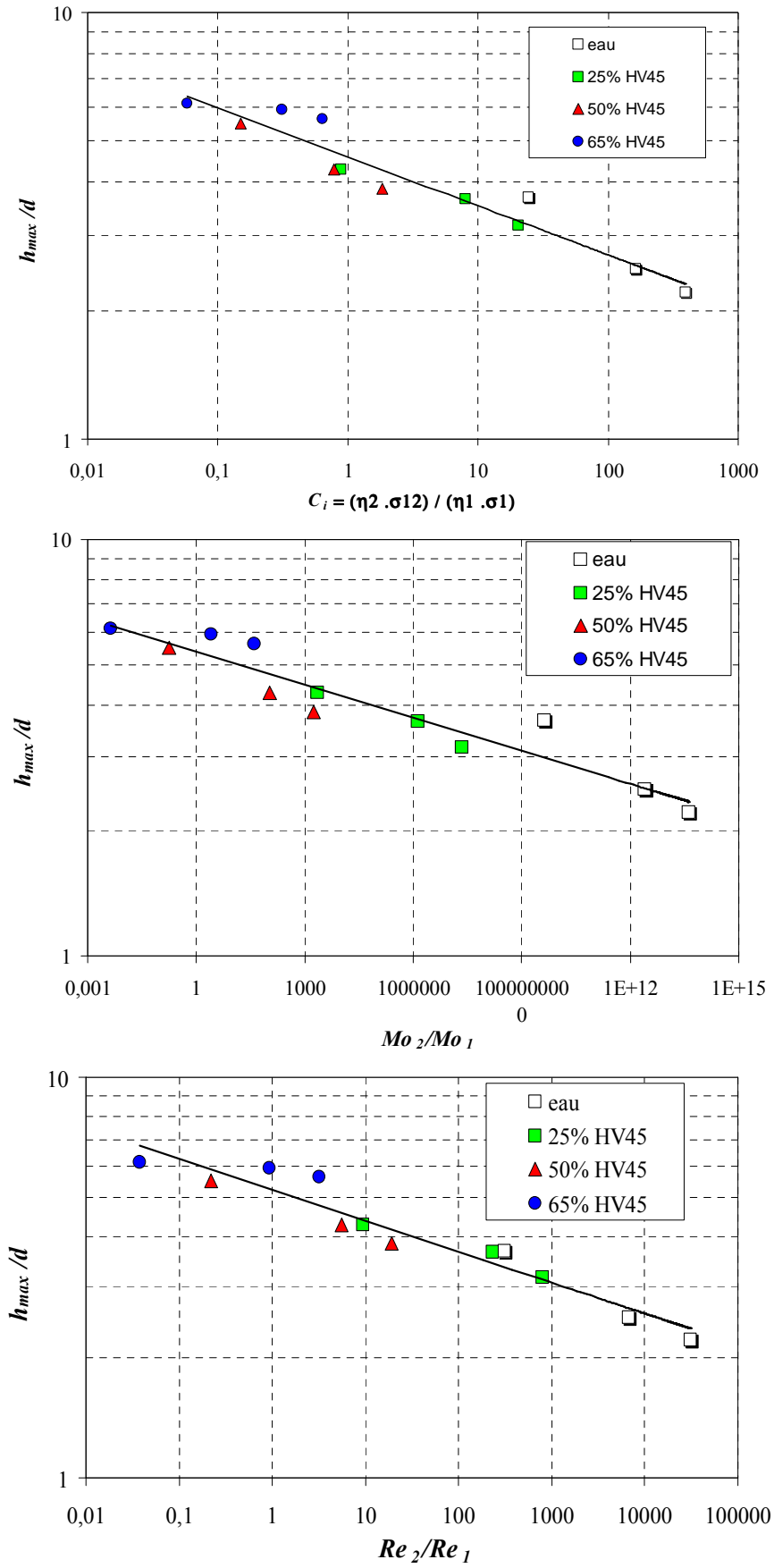


Figure IV.22. Mise en évidence des paramètres caractéristiques de la traversée.

IV.2.3. Champs de vitesse autour d'une bulle à la traversée d'une interface

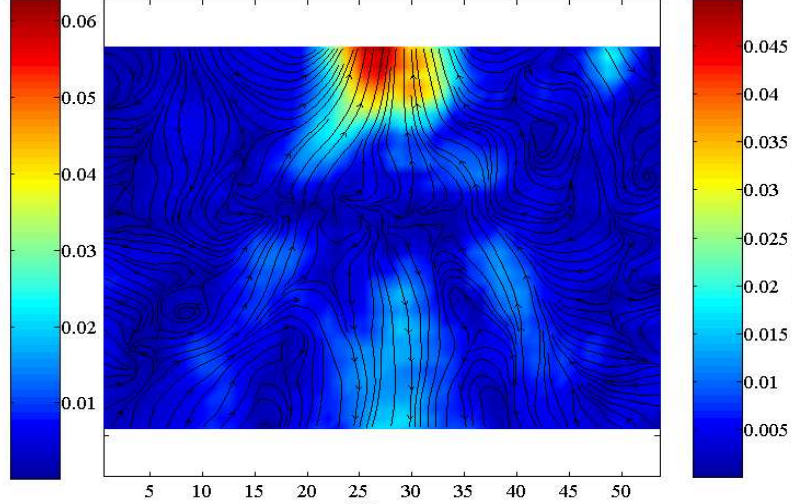
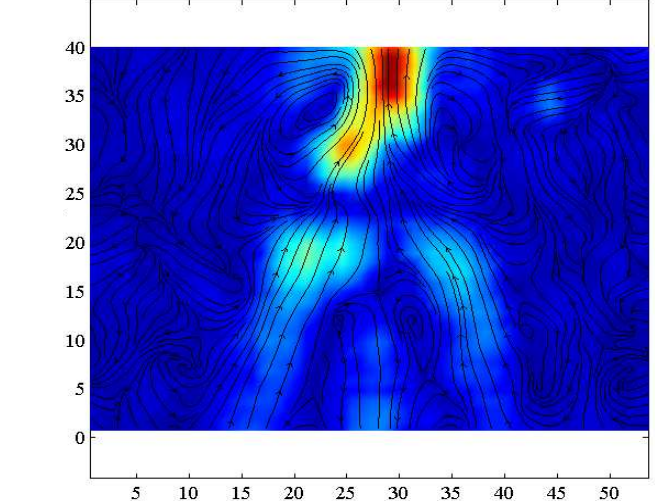
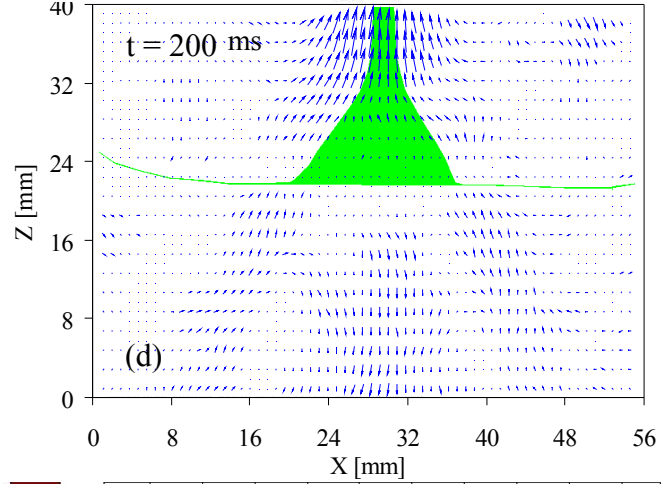
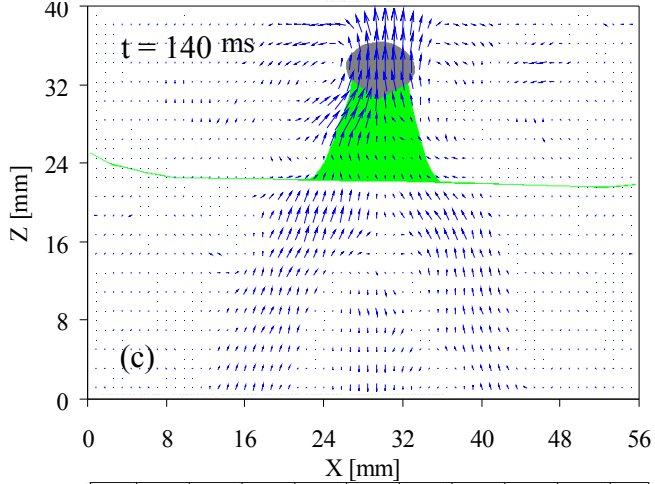
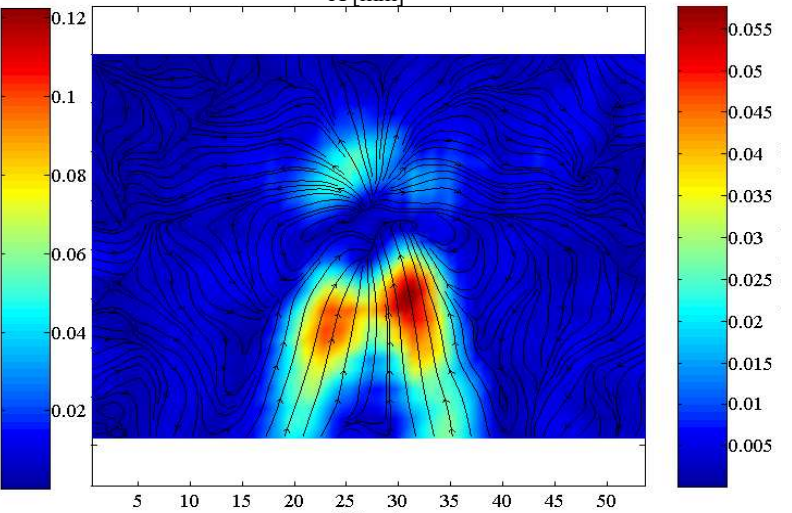
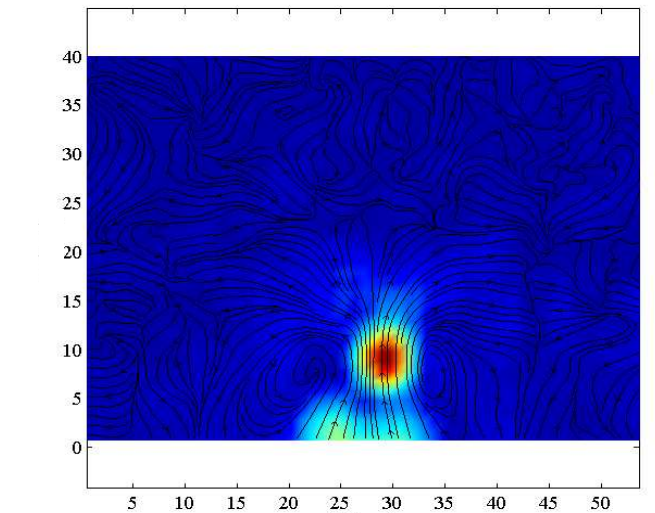
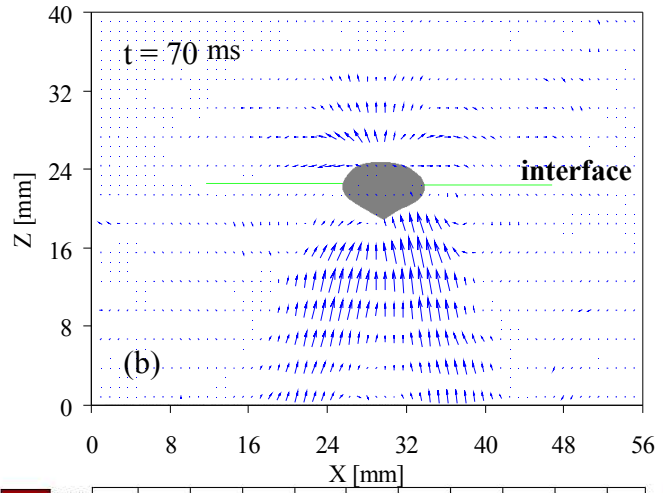
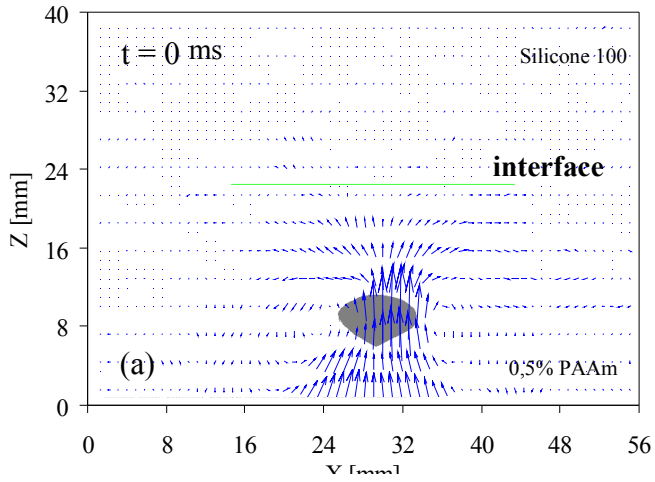
Nous avons réalisé des mesures de champs de vitesses autour d'une bulle à l'interface par la technique PIV, mais les résultats obtenus sont généralement inexploitable du fait de la difficulté du traçage des deux liquides. En particulier la sédimentation rapide du traceur dans la phase huileuse sur l'interface liquide–liquide ne facilite pas l'obtention de champs de vitesses souhaitables. Pour tracer la phase huileuse, on a utilisé les deux traceurs décrits dans le chapitre I sans résultats probants.

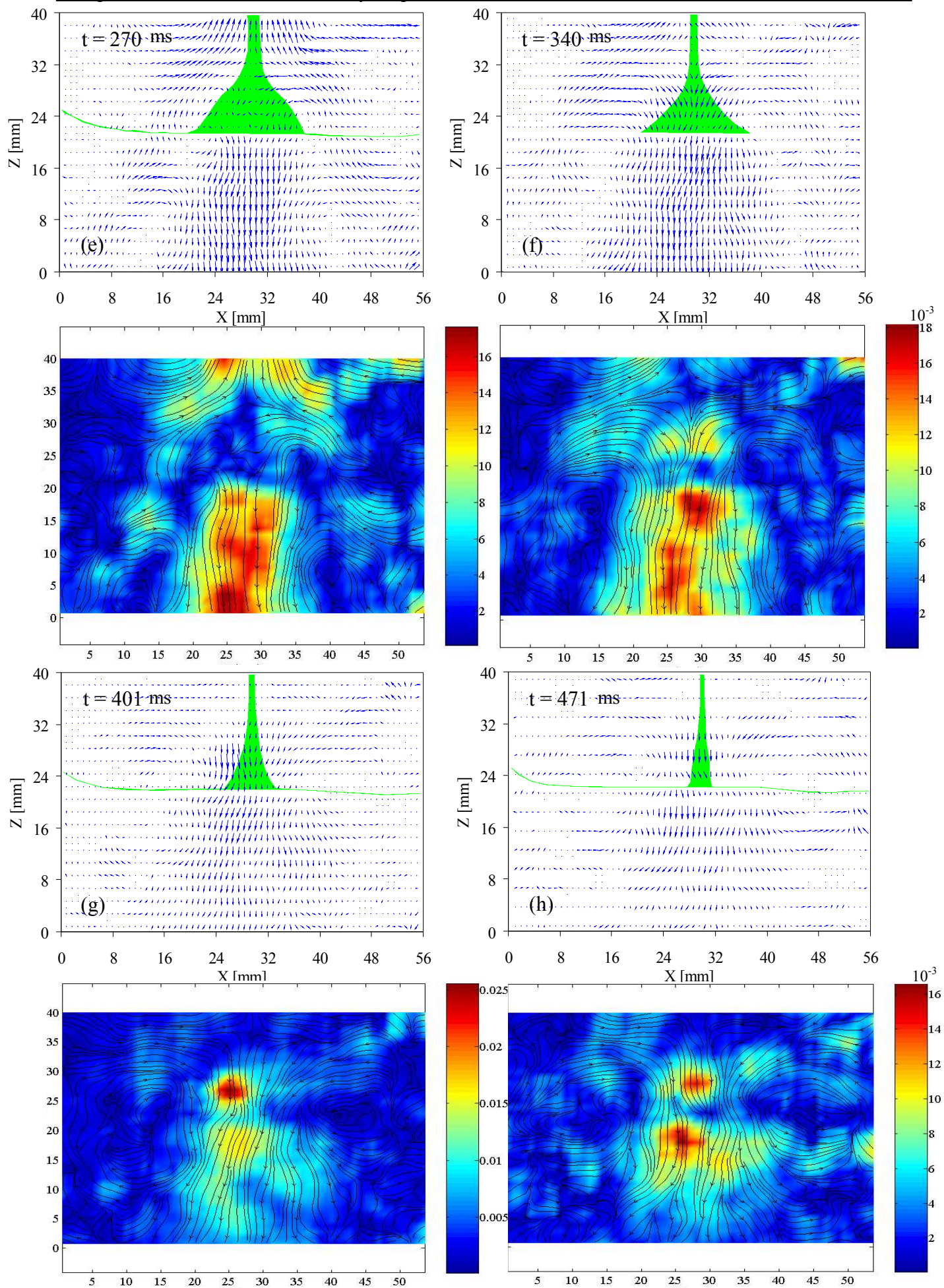
Néanmoins, quelques expériences ont donné une indication à des champs de vitesses dans les deux phases, notamment dans le cas du système 0,5% PAAm–silicone 100.

La figure IV.23 montre les champs de vitesses et les lignes de courant autour d'une bulle ($d_{eq} = 8\text{ mm}$) durant sa traversée de l'interface constituée par le système 0,5% PAAm–huile de silicone 100. La forme de la bulle, la position de l'interface ainsi que l'étirement, sont reportés sur les champs de vitesses. Les différents champs de vitesses et lignes de courant montrent:

- (a) l'ascension de la bulle dans la solution aqueuse 0,5% PAAm.
- (b) l'arrivée de la bulle à l'interface où nous pouvons constater la mobilité de l'huile silicone au niveau du front de la bulle et le cône ascendant (*cf. chapitre III*) dans le sillage de la bulle dans la solution 0,5% PAAm.
- (c) le sillage négatif et le cône ascendant qui l'entoure dans la solution 0,5% PAAm qui constitue la phase lourde, tandis que dans l'huile de silicone, le liquide est en mouvement ascendant au front de la bulle et dans la colonne de PAAm entraînée par la bulle. Des recirculations sur les côtés de la bulle sont observées.
- (d) le liquide continue son mouvement ascendant dans la colonne de PAAm entraînée par la bulle, au dessus de l'interface, tandis qu'au dessous de ce dernier, le liquide est descendant dans le sillage négatif. Ceci pourrait représenter l'interface comme un plan d'arrêt (frontière) pour le sillage négatif. Les lignes de courant présente une continuité entre l'écoulement dans le cône ascendant et dans la colonne du PAAm étirée dans l'huile de silicone.
- (e) à (i) les champs de vitesses et les lignes de courant montrent la descente progressive de l'interface et la dissipation du sillage négatif. Ainsi le liquide 0,5% PAAm est en mouvement descendant dans la colonne entraînée dans la phase huileuse ainsi que dans le sillage négatif jusqu'à la relaxation totale du fluide.

Chapitre IV : Traversée d'une interface par une inclusion





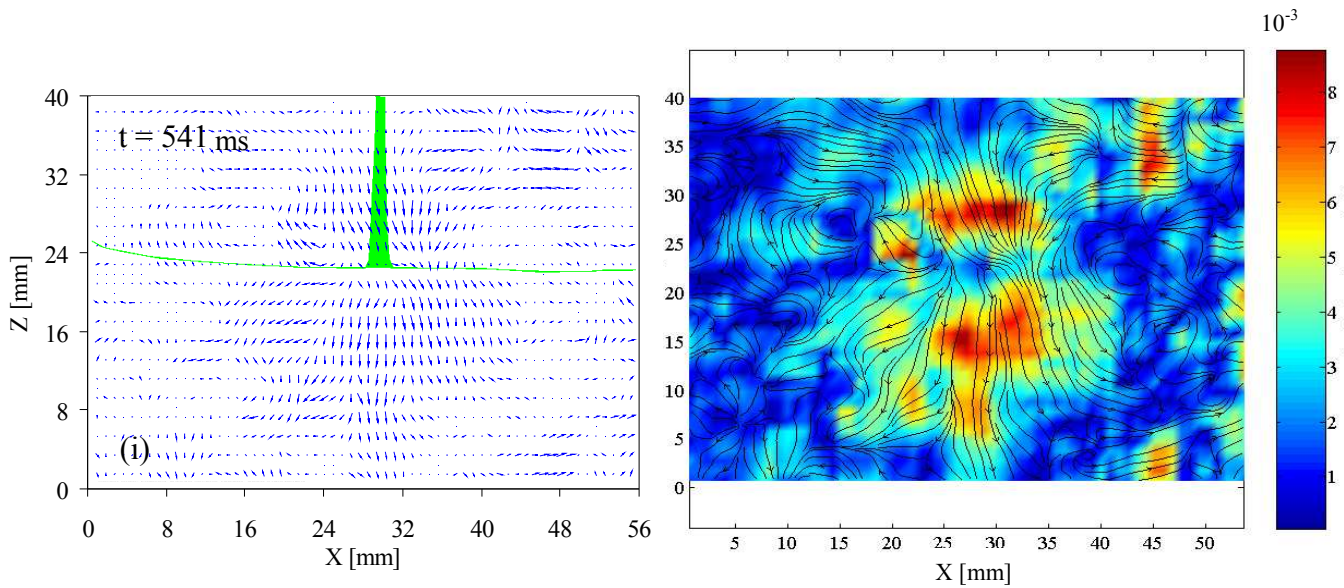


Figure IV.23. Evolution des champs de vitesses et de lignes de courant autour d'une bulle traversant une interface 0,5% PAAm–huile de silicone 100.

D'après ces champs de vitesses et lignes des courant obtenus par PIV, On constate que l'effet de l'interface a un rôle majeur sur l'écoulement du liquide autour d'une bulle qui traverse une interface PAAm–silicone viscoélastique. En effet, l'interface freine la progression du sillage négatif qui ne dépasse pas le niveau de l'interface et ne progresse pas dans la colonne du PAAm entraînée par la bulle dans l'huile de silicone. Ce phénomène ne peut exister dans le cas d'une interface liquide–liquide à caractère newtonien, les écoulements au front et dans le sillage de la bulle étant du même sens ascendant.

IV.2.4. Simulation numérique par la méthode VOF (Volume Of Fluid)

Afin de vérifier la capacité de la méthode VOF à simuler l'écoulement à travers une interface liquide–liquide par une bulle ainsi que les phénomènes qui l'accompagnent, nous nous sommes intéressés à la simulation numérique de la traversée d'une interface obtenue avec deux fluides newtoniens, en utilisant le logiciel commercial FLUENT 6.1™ dans lequel cette méthode est implémentée.

IV.2.4.1. L'approche Volume Of Fluid (VOF)

Le modèle VOF décrit le mouvement transitoire de quelques éléments d'une phase dispersée et d'une phase continue en utilisant les équations macroscopiques de Naviers–Stokes et en prenant en compte les changements de topologie des interfaces induits par les mouvements relatifs interfaciaux. Elle repose sur le principe du suivi de l'interface qui détermine la quantité de fluide dans chaque volume de contrôle (cellule de calcul) par la définition d'une fonction de couleur (ou de fraction volumique) dépendant du temps et de la position et qui indique la proportion de fluide présent dans la cellule. Ainsi, cette fonction vaut 1 pour une cellule remplie de fluide et 0 pour une cellule vide ou remplie d'un autre fluide. Connaissant la distribution de la fraction volumique d'un fluide, il est possible de déterminer les limites physiques du domaine fluide dans le maillage. L'orientation de l'interface est connue d'après le gradient de la fonction de couleur.

Les vitesses des deux phases sont supposées égales à l'interface ($\mathbf{u}_g = \mathbf{u}_l = \mathbf{u}$) et le bilan des forces est réalisé sur le mélange des phases. Les équations de continuité et de conservation de quantité de mouvement se mettent alors sous la forme:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \tau + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_{TS} \end{cases} \quad (i, j) = l_1, l_2, g \quad \text{(IV.13)}$$

p est la pression, τ est le tenseur de contraintes visqueuses, \mathbf{g} est la gravité et \mathbf{F}_{TS} est la force de tension de surface. Le mélange est défini par les densités et les viscosités suivantes:

$$\begin{cases} \rho = \sum_i \alpha_i \rho_i & i = l_1, l_2, g \\ \eta = \sum_i \alpha_i \eta_i & i = l_1, l_2, g \end{cases} \quad \text{(IV.15)}$$

ρ_i, η_i sont la densité et la viscosité de la phase pure. α_i est la fraction volumique de la phase i .

Dans chaque cellule de calcul, la relation $\sum \alpha_i = 1$ est ainsi vérifiée. La force de tension de surface F_{TS} est obtenue par (Brackbill *et al.*, 1992) :

$$F_{TS} = \sum_{i < j} \sigma_{ij} \frac{\alpha_i \rho_i \kappa_j \nabla \alpha_j + \alpha_j \rho_j \kappa_i \nabla \alpha_i}{\frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j)} \quad (IV.16)$$

σ_{ij} est la tension interfaciale entre les phases i et j , κ est la courbure moyenne locale.

Pour plus de détails sur la méthode utilisée, le lecteur pourra consulter la thèse de Olmos (2002).

IV.2.4.2. Simulation

La résolution des équations précédentes a été réalisée à l'aide du code de calcul numérique FLUENT 6.1TM en utilisant un domaine de calcul bidimensionnel 2D et axisymétrique conforté par l'ascension rectiligne de la bulle dans les deux phases newtoniennes observée expérimentalement. Nous considérons pour les tailles de bulles étudiées ici ($d_{eq} = 3,5$ et $d_{eq} = 5,1$ mm) que l'écoulement est laminaire établi. La condition de pression est appliquée sur le haut de la colonne de calcul. L'interface est reconstruite par le schéma Geo-Reconstruct. La pente de l'interface entre les deux fluides est supposée linéaire dans chacune des cellules de calcul. Le couplage pression–vitesse est résolu par un algorithme PISO recommandé pour des calculs transitoires. La pression est décrite par un schéma PRESTO. Le schéma de discrétisation utilisé est un schéma UPWIND du 1^{er} ordre. Un pas de temps de 5 ms est choisi, car il offre un bon compromis entre le temps de calcul et la précision des résultats. Pour un pas de temps plus grand, la description du passage à l'interface liquide–liquide de la bulle n'est pas assez précise. Le domaine de calcul (1 cm x 10 cm) est discrétisé en 1200 cellules carrées formant ainsi une structure de maillage bidimensionnelle. Le calcul est réalisé sur un processeur de AMD 1,6 GHz; le temps moyen de calcul étant d'environ 2 heures.

IV.2.4.3. Résultats numériques

Des résultats typiques de la simulation obtenus par la méthode VOF, en particulier dans le cas d'une bulle ($d_{eq} = 3,5$ mm) traversant le système 65% Emkarox–silicone 100 sont présentés sur la figure IV.24. Les différentes étapes de l'ascension de la bulle observées sur la figure IV.12 sont ainsi reproduites numériquement avec notamment, la déformation de l'interface à l'arrivée de la

bulle, le changement de morphologie de la bulle qui passe d'une forme sphérique à non sphérique ainsi que l'étirement de l'interface après la traversée de la bulle.

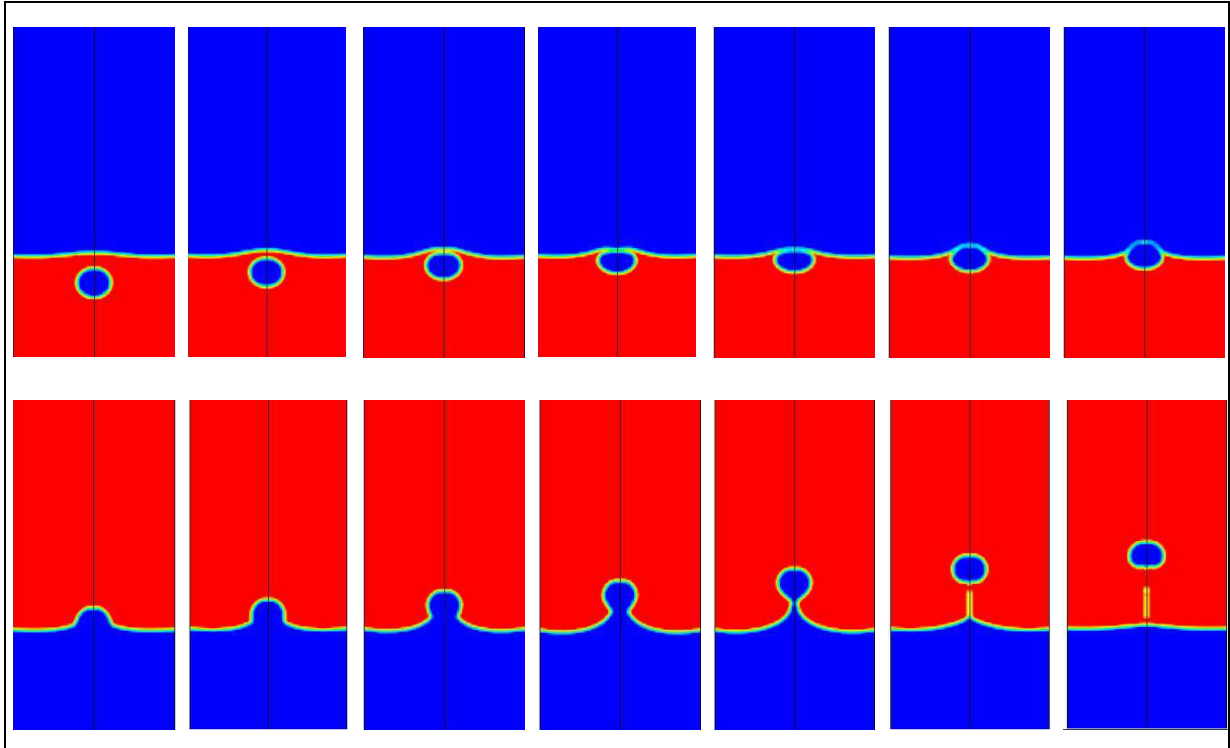


Figure IV.24. Résultats typiques de la simulation par la méthode VOF, d'une bulle ($d_{eq} = 3,5$ mm) traversant le système 65% Emkarox–silicone 100. Le temps entre les images est de 0,1 s. Les couleurs de la phase légère et lourde sont inversées après le passage de la bulle.

Afin de comparer les résultats numériques et expérimentaux, les évolutions des positions et des vitesses de bulles, ayant des diamètres de 3,5 et 5,1 mm, sont présentées sur la figure IV.25.

On constate que les allures globales des courbes numériques correspondant aux deux diamètres de bulles sont en bon accord avec l'expérience en ce qui concerne l'évolution des positions ou des vitesses des bulles. Ainsi, la rétention de la bulle à l'interface est bien visible par son ralentissement et par le changement de vitesse de la bulle à l'interface liquide–liquide, en particulier pour la bulle de 3,5 mm de diamètre. Pour comparer les ordres de grandeurs des caractéristiques de l'écoulement durant la traversée obtenus numériquement et expérimentalement, nous avons résumé sur le tableau IV.3 ces différentes caractéristiques, à savoir, les vitesses des bulles dans chaque phase, le temps de passage à l'interface et la longueur de l'étirement de cette dernière.

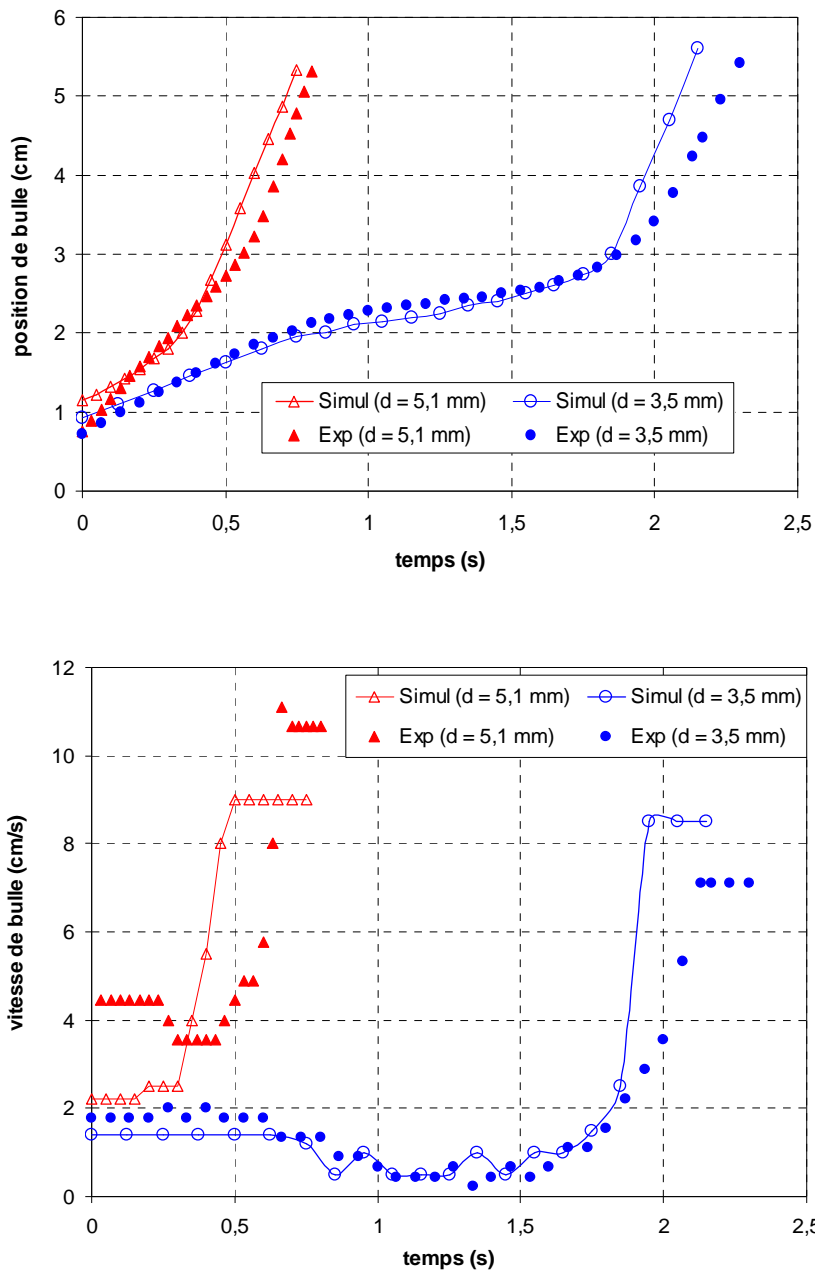


Figure IV.25. Evolution des positions et des vitesses des bulles pour le système 65% Emkarox–silicone 100. Comparaison des résultats numériques et expérimentaux.

Système	65% HV45 - Silicone 100					
	3,5	3,5	Erreur	5,1	5,1	Erreur
Diamètre de la bulle (mm)	expérience	simulation numérique	(%)	expérience	simulation numérique	(%)
Vitesse de bulle dans 65% Emkarox (cm/s)	1,78	1,4	21,3 %	4,44	2,2	50,4 %
Temps de passage à l'interface (s)	1,55	1,3	16,1 %	0,46	0,35	23,9 %
Vitesse de bulle dans l'huile de silicone 100 (cm/s)	7,11	8,7	18,3 %	10,67	8,8	17,5 %
Longueur d'étirement (cm)	2,14	1,0	53,3 %	2,47	1,125	54,5 %

Tableau IV.3. Récapitulatif des résultats expérimentaux et numériques.

A partir des résultats obtenus expérimentalement et numériquement, on constate que l'erreur commise sur les vitesses simulées est relativement acceptable ($< 25\%$) à l'exception de la vitesse correspondant à une bulle de diamètre $d = 5,1$ mm dans la solution 65% Emkarox qui est sous estimée. Ceci ne peut être dû qu'à des instabilités numériques, sachant que dans ce fluide visqueux, des forces visqueuses stabilisent davantage le sillage de la bulle. Par ailleurs, bien que le temps de passage de la bulle à l'interface soit proche du temps réel obtenu expérimentalement (erreur $< 20\%$), il est toujours sous estimé dans la simulation. Ceci peut être dû à l'imprécision des temps de drainage et de rupture du liquide entraîné par la bulle. Concernant l'étirement de l'interface, il est largement sous estimé dans les résultats numériques avec une erreur supérieure à 50%. Cette erreur pourrait être liée au modèle de tension de surface qui n'est pas suffisamment approprié à ces de phénomènes de petites échelles.

IV.3. Traversée d'une interface liquide–liquide par une sphère rigide

L'étude de la traversée d'une interface liquide–liquide par une sphère rigide a été menée en utilisant la caméra rapide et a principalement pour objectif la mise en évidence des phénomènes d'instabilité à l'interface qui apparaissent après le passage de la sphère. En effet, la colonne de fluide entraînée par la sphère présente des formes différentes selon le diamètre des sphères, leur densité, la viscosité des fluides et le rapport de densité des deux fluides qui constituent les phases lourde et légère.

Nous nous intéresserons en particulier aux instabilités interfaciales qui se rapprochent des instabilités de Rayleigh–Taylor (IRT) ou des instabilités de Kelvin–Helmholtz (IKH).

IV.3.1. Présentation des expériences

De manière générale, les expériences se déroulent en lâchant des sphères dans la colonne (6 x 6 x 50 cm) contenant deux liquides immiscibles. Pour cela, le tube placé en haut de la colonne permet à la fois de guider la sphère au centre de la colonne et d'éviter l'entraînement de la moindre petite bulle derrière la sphère. Ce tube plongé dans le fluide léger, a une dimension légèrement supérieure à celle de la sphère. Les sphères ainsi lâchées dans la phase légère avec une vitesse initiale quasi nulle, atteignent leur vitesse terminale de chute avant d'atteindre l'interface des deux liquides. Comme dans le cas de la bulle, plusieurs couples de fluides ont été considérés, constitués d'eau ou d'une solution d'Emkarox pour la phase légère et d'huile de silicone pour la phase lourde. Des sphères rigides en verre ou en acier ont été utilisées comme phase dispersée. L'utilisation de fluides de différentes viscosités pour les deux phases permet d'agir sur le processus de la traversée de la sphère à l'interface, en particulier sur son comportement dans la phase lourde.

IV.3.1.1. Description du phénomène

Les images obtenues en considérant la traversée d'une sphère de 8 mm de diamètre dans un système 25% Emkarox–silicone 500 sont regroupées sur la figure IV.26. Celle-ci montre que l'interface commence à s'incurver dès l'arrivée de la sphère et avant même tout contact entre la sphère et l'interface. De même que pour les bulles, la sphère est d'abord ralentie à l'interface, puis accélère, entraînant derrière elle une colonne de liquide léger (huile de silicone dans l'exemple). On constate par ailleurs, dans la majorité des cas, que la colonne de fluide se rompt au milieu et que la sphère cette dernière entraîne du liquide léger jusqu'au fond de la colonne, le temps de rupture n'ayant généralement pu être atteint du fait d'une hauteur de phase lourde insuffisante.



Figure IV.26. Exemple de traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) dans le système 25 % Emkarox–silicone 500 ($\Delta t = 120$ ms, $\kappa = 0,05$ et $\gamma = 1,061$).

Les différentes étapes citées ci-dessus ont généralement été constatées pour les différents systèmes utilisés dans cette étude, bien que des différences aient été notées concernant les phénomènes de rupture et d'instabilités interfaciales qui apparaissent au niveau de la colonne de liquide entraînée par la sphère. Ces instabilités interfaciales ont été obtenues dans un premier temps en utilisant une sphère de 20 mm de diamètre dans les systèmes eau–huile de silicone. Pour vérifier que la présence de ces instabilités n'était pas liée aux effets de parois, le rapport d/D_c étant de $1/3$ dans ce cas, ces expériences ont été reproduites dans la grande colonne (12 x 12 x 70 cm) confirmant ainsi la présence de ces mêmes instabilités.

Compte tenu du nombre important d'expériences réalisées dans cette étude et de la reproductibilité de certains phénomènes, nous avons délibérément sélectionné les expériences les plus intéressantes permettant de mettre en évidence les effets des paramètres opératoires sur les phénomènes observés, concernant notamment l'apparition des instabilités à l'interface des deux fluides. Les évolutions de la position et de la vitesse de la sphère durant la traversée de l'interface sont obtenues par analyse d'image et présentées conjointement avec les images des expériences illustrées ci après. Nous présentons dans ce qui suit, la traversée de l'interface des différents systèmes de fluides utilisés (donc différentes valeurs de κ) par deux sphères en céramique ($d = 20$ mm, $\rho_s = 2400$ kg.m⁻³) et en verre ($d = 8$ mm, $\rho_s = 2520$ kg.m⁻³), en traitant d'abord le cas de la phase lourde la moins visqueuse. On trouve dans l'annexe AN-IV.2 les résultats correspondant à des expériences obtenus avec d'autres sphères en verre ($d = 4$ mm, $\rho_s = 2520$ kg.m⁻³) et en acier ($d = 4$ mm, $\rho_s = 7800$ kg.m⁻³).

En plus de la description précédente du phénomène, nous pouvons constater les influences de la viscosité de la phase huileuse et de la taille de la sphère sur le processus général de la traversée de l'interface et les phénomènes qui l'accompagnent.

IV.3.1.2. Systèmes eau–huile de silicone

Les figures IV.27, IV.28, IV.29 et IV.30 illustrent respectivement la traversée des interfaces obtenues avec les systèmes eau–silicone 100 et eau–silicone 500, correspondant à $\kappa < 1$, par une sphère en verre ($d = 8 \text{ mm}$) et une sphère en céramique ($d = 20 \text{ mm}$).

Sphère en verre ($d = 8 \text{ mm}$)

A partir des figures IV.27 et IV.29, nous constatons que l'étirement de l'interface est symétrique dans les deux systèmes, et s'accompagne par la formation d'une portion de liquide derrière la sphère, qui est le siège d'instabilités du type RT à sa surface. Cette portion de liquide est entraînée par la sphère après la rupture de la colonne de liquide. L'étirement est plus important dans le cas du silicone 500 que dans le silicone 100.

La vitesse de la sphère évolue linéairement durant la traversée entre le ralentissement à l'interface et la vitesse stable atteinte après la rupture. Le nombre de Reynolds particulière (*basé sur la phase aqueuse*) varie de 18,5 à 3360 pour le système eau–silicone 100 et de 1,4 à 2640 pour le système eau–silicone 500.

Sphère en céramique ($d = 20 \text{ mm}$)

Dans le cas du système eau–silicone 100, l'apparition des instabilités du type RT dans la colonne de liquide entraînée par la sphère débute peu après l'interface de façon symétrique. Ces instabilités, en forte évolution durant la sédimentation, se propagent le long de la colonne de liquide en perdant rapidement la symétrie en en formant des multibroches derrière la sphère.

Par contre, pour le système eau–silicone 500, ces instabilités forment une couronne ondulée derrière la sphère, symétrique durant toute la sédimentation, avec une propagation non linéaire. Sur la partie supérieure de cette couronne, des instabilités de type KH comparables à celles sur la figure IV.3 apparaissent plus tard, bien qu'ici se soit la phase légère qui pénètre dans la phase lourde, à l'inverse des IKH.

Concernant les vitesses, elles augmentent pour atteindre des valeurs terminales dans chaque cas. Ces valeurs étant relativement inférieures aux vitesses terminales de chute obtenues dans un milieu infini (*cf. annexe AN-IV.3*), ce qui peut être dû aux effets de bord d'une part et au liquide entraîné par la sphère après la rupture de la colonne de liquide d'autre part. Cette augmentation de vitesse est continue pour le système eau–silicone 500 tandis que dans le cas du système eau–silicone 100, elle présente une phase de stagnation qui dure environ 0,03 s (à partir de la 4^{ème} image sur la figure IV.28a). Cette stagnation correspond à la propagation uniforme, symétrique et non linéaire de l'instabilité RT. Le nombre de Reynolds varie de 100 à 12000 et de 10,5 à 9600 pour les systèmes eau–silicone 100 et eau–silicone 500 respectivement.

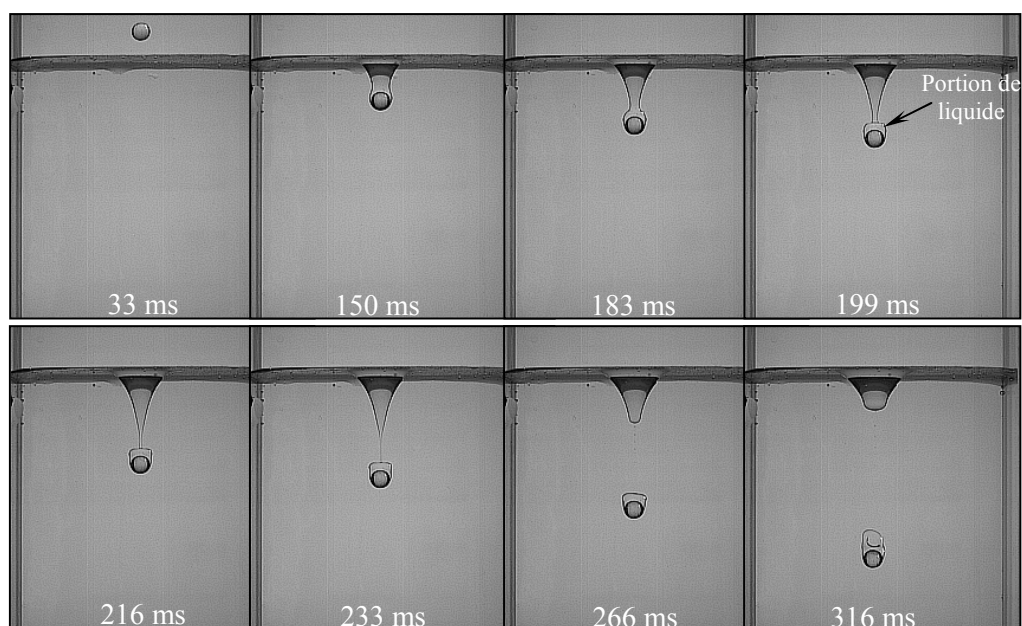


Figure IV.27a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) dans le système eau-silicone 100, ($\kappa = 0,01$ et $\gamma = 1,036$).

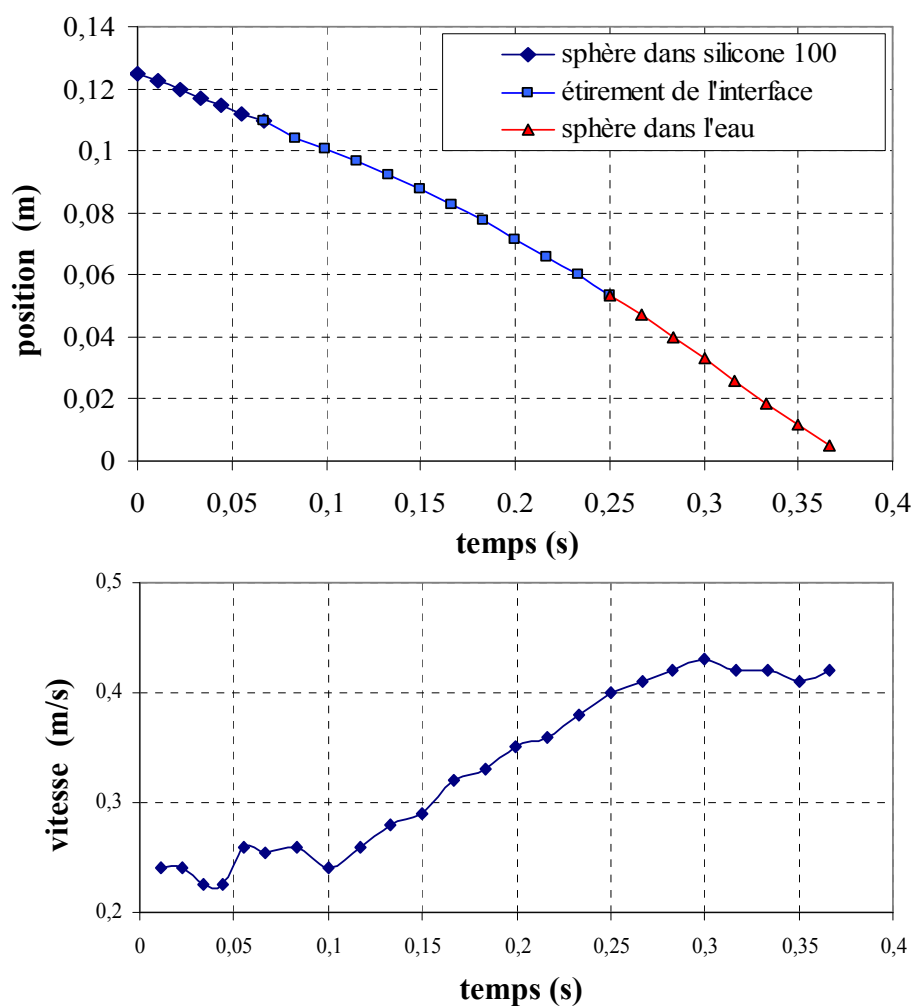


Figure IV.27b. Evolution de la position et de la vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) traversant l'interface eau-silicone 100.

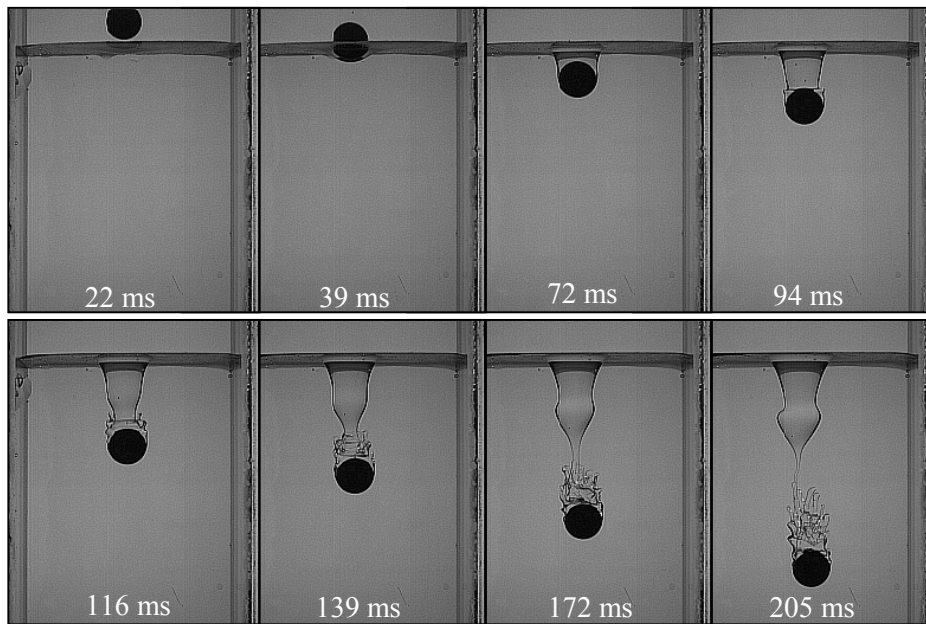


Figure IV.28a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système eau-silicone 100, ($\kappa = 0,01$ et $\gamma = 1,036$).

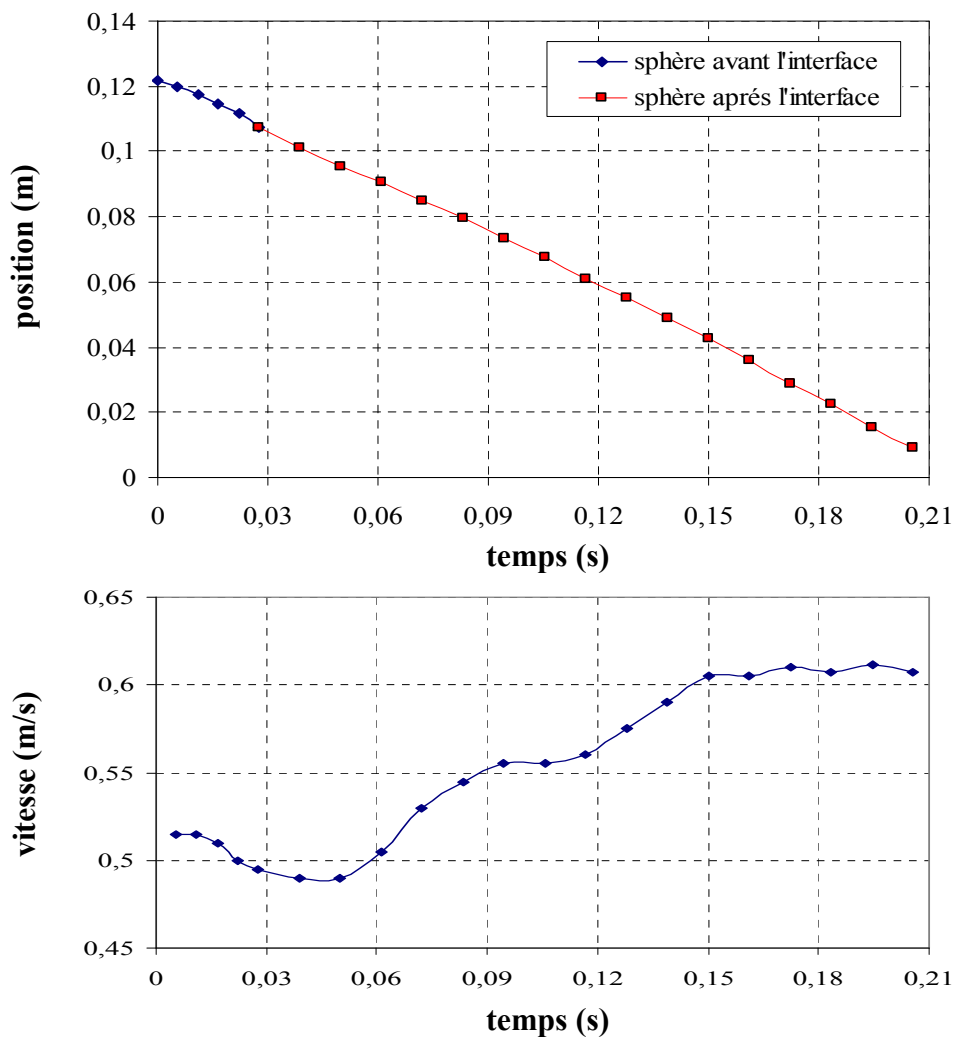


Figure IV.28b. Evolution de la position et de la vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 20$ mm) traversant le système eau-silicone 100.

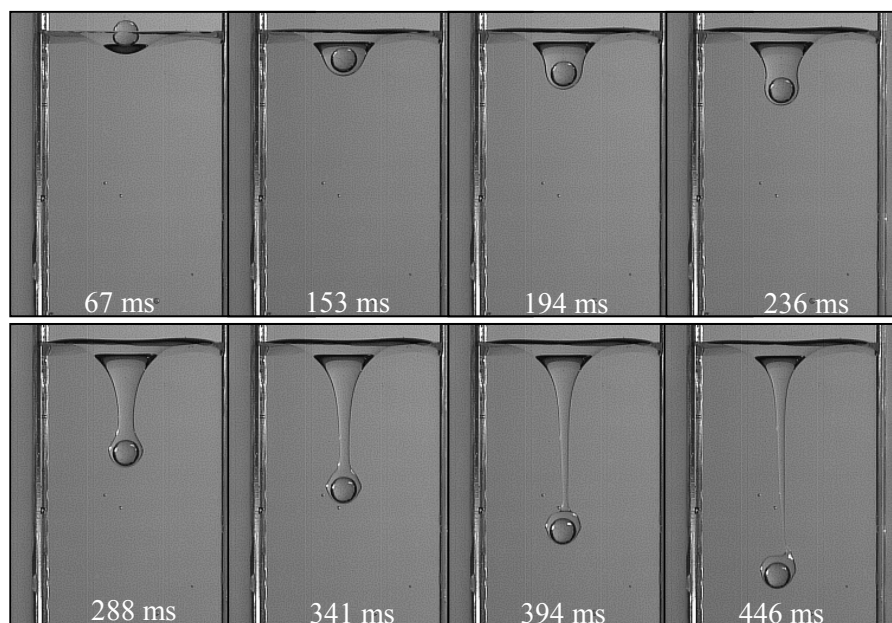


Figure IV.29a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) dans le cas d'un système eau-silicone 500, ($\kappa = 0,002$ et $\gamma = 1,031$).

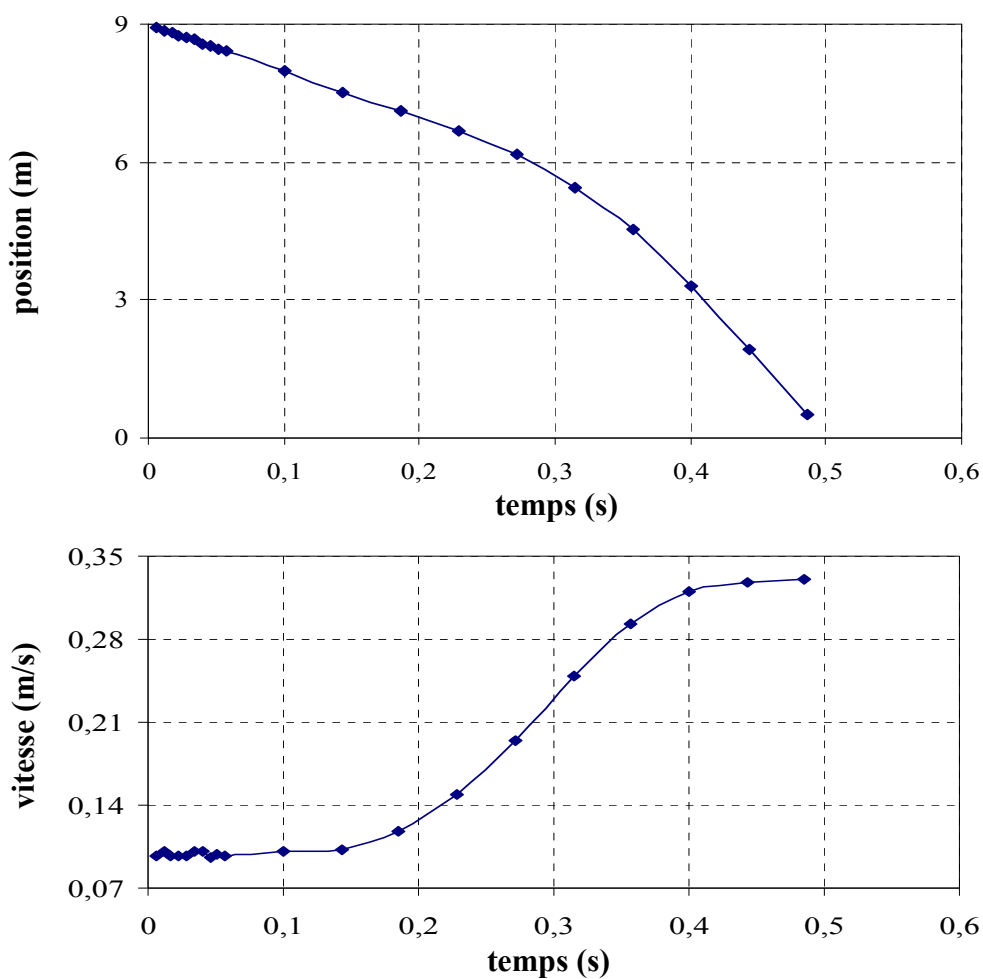


Figure IV.29b. Evolution de la position et de la vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) traversant le système eau-silicone 500.

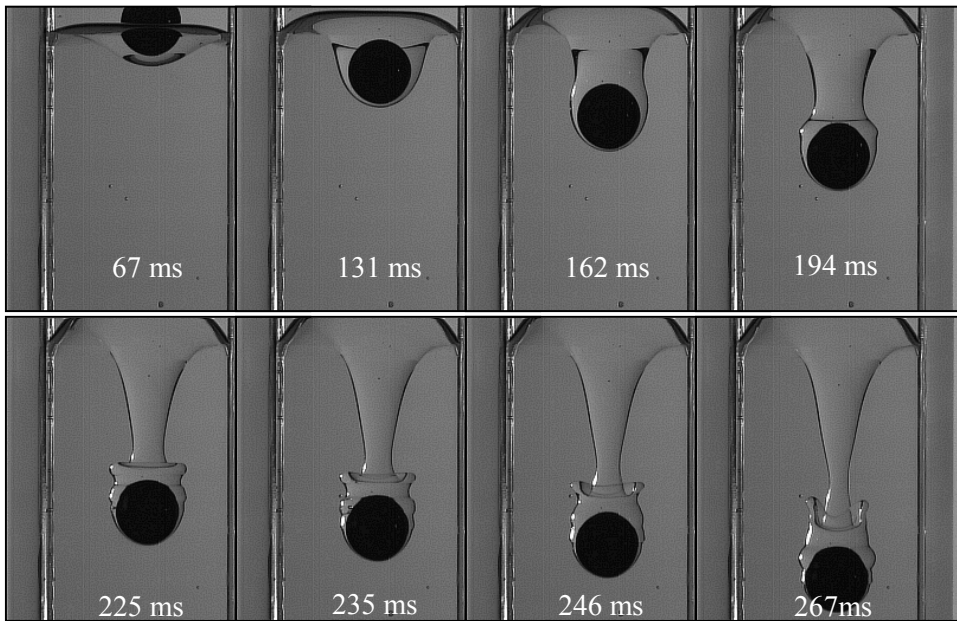


Figure IV.30a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système eau-silicone 500, ($\kappa = 0,002$ et $\gamma = 1,031$).

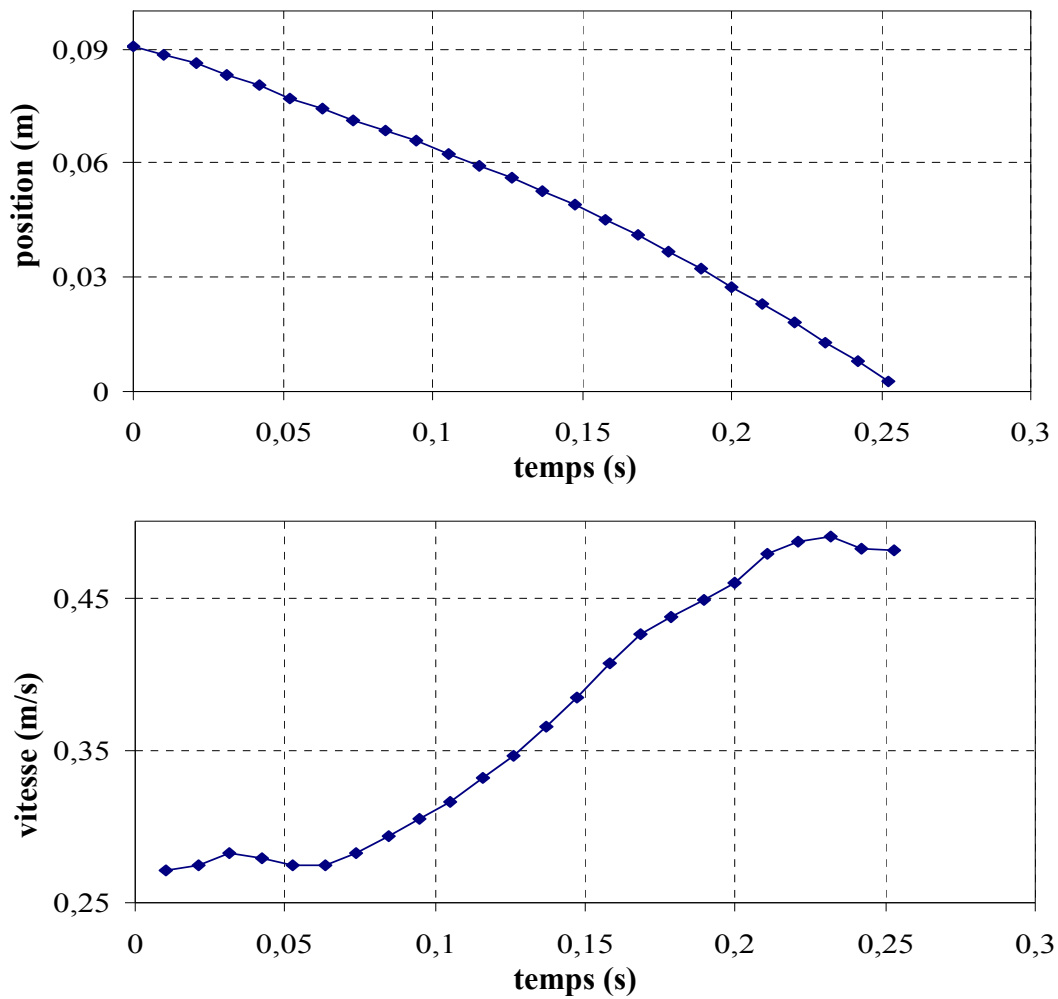


Figure IV.30b. Evolution de la position et de la vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système eau-silicone 500.

IV.3.1.3. Systèmes 25% Emkarox–huile de silicone

Pour ces systèmes, nous présentons sur les figures IV.31, IV.32, IV.33 et IV.34 les traversées des interfaces 25% Emkarox–silicone 500 et 25% Emkarox–silicone 1000 avec $\kappa < 1$ pour les deux sphères en verre ($d = 8 \text{ mm}$) et en céramique ($d = 20 \text{ mm}$).

Sphère en verre ($d = 8 \text{ mm}$)

La traversée de l'interface par cette sphère dans ces deux systèmes est globalement comparable à celle obtenue précédemment dans le système eau–silicone 500, notamment pour la symétrie du processus et la formation de la portion de liquide derrière la sphère avec les instabilités RT. La différence concerne l'étirement de l'interface qui est plus long dans les cas présents.

L'évolution de la vitesse met en évidence le ralentissement de la sphère au niveau de l'interface dans le système 25% HV45–silicone 500 (*figure IV.31b*) et sa variation linéaire entre les deux paliers obtenus à l'interface d'une part et après la rupture d'autre part.

Le nombre de Reynolds particulière correspondant à ces systèmes varie de 1,5 à 98 pour le système 25% HV 45–silicone 500 et de 0,35 à 88 pour le système 25% HV 45–silicone 1000.

Sphère en céramique ($d = 20 \text{ mm}$)

Dans les deux systèmes 25%HV 45–silicone, les figures IV.32a et IV.34a illustrent la formation de la portion de liquide derrière la sphère avec des instabilités interfaciales du type RT sous forme d'ondulations à la surface de la portion liquide. Ces instabilités sont symétriques et se propagent avec une vitesse plus faible que dans le cas de l'eau.

L'évolution temporelle des vitesses représentée sur les figures IV.32b et IV.34b montre que l'augmentation des vitesses durant le processus de traversée se produit en plusieurs étapes formant ainsi une succession de paliers. Ceci peut être lié à l'apparition des instabilités interfaciales RT et à leur propagation le long de la portion liquide dans le sillage de la sphère.

Le nombre de Reynolds particulière correspondant à ces cas varie de 11,7 à 475 pour le système 25% HV 45–silicone 500 et de 2,2 à 475 pour le système 25% HV 45–silicone 1000.

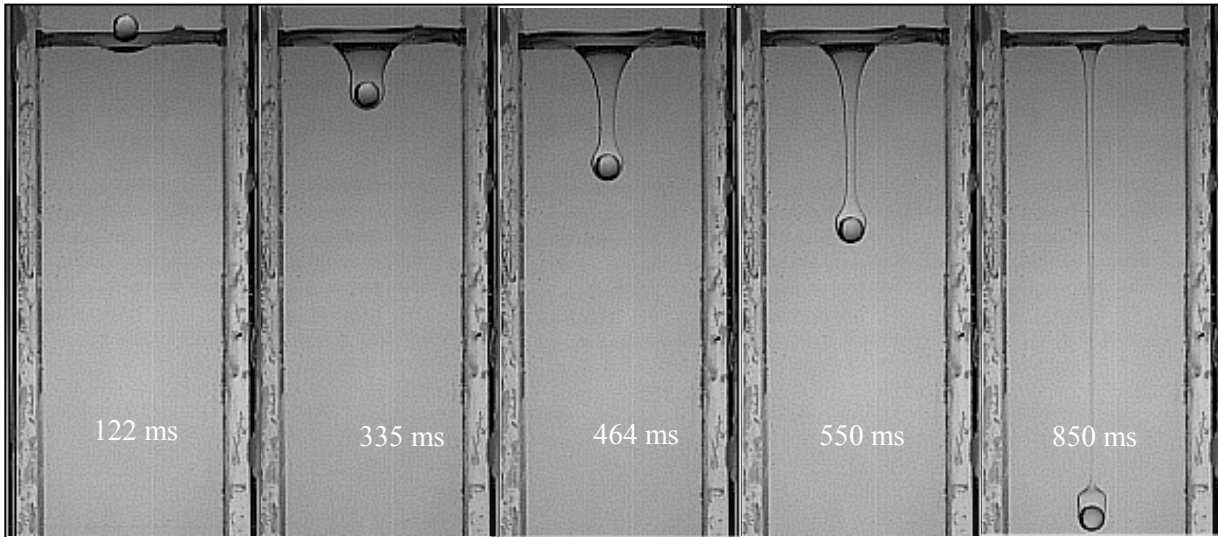


Figure IV.31a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) dans le système 25% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,05$ et $\gamma = 1,061$).

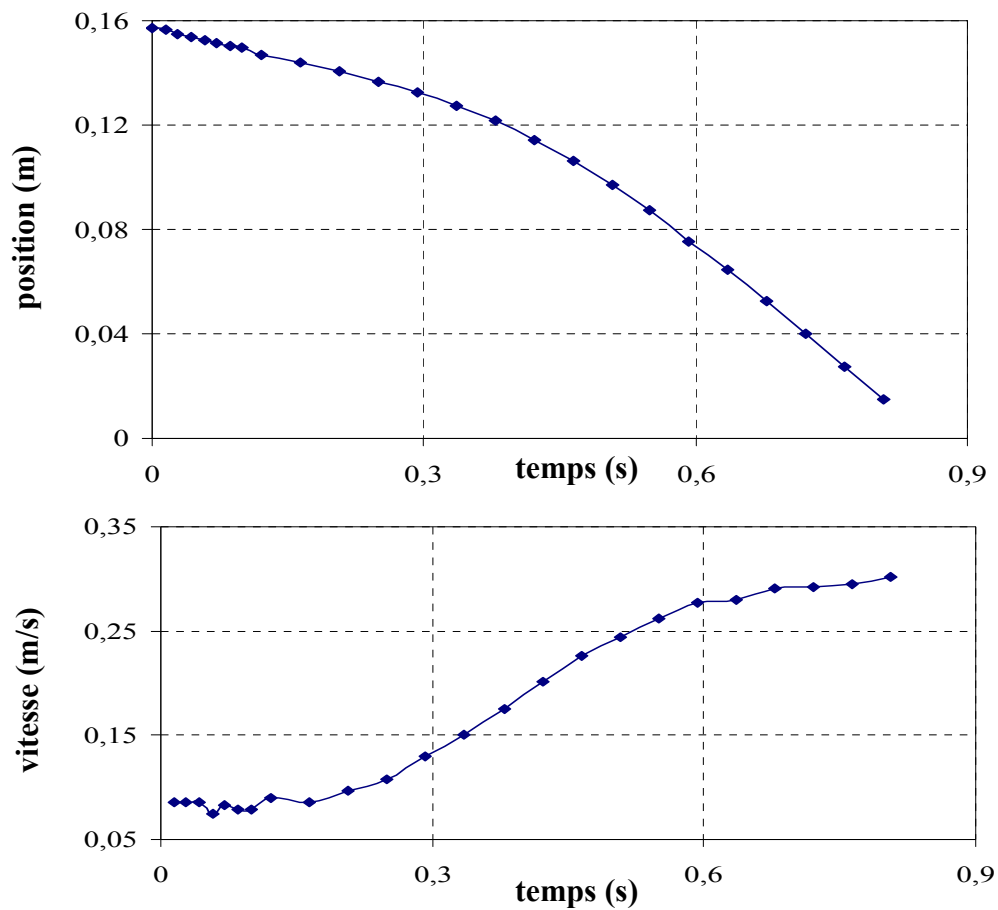


Figure IV.31b. Evolution de la position et de la vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) traversant le système 25% Emkarox–silicone 500.

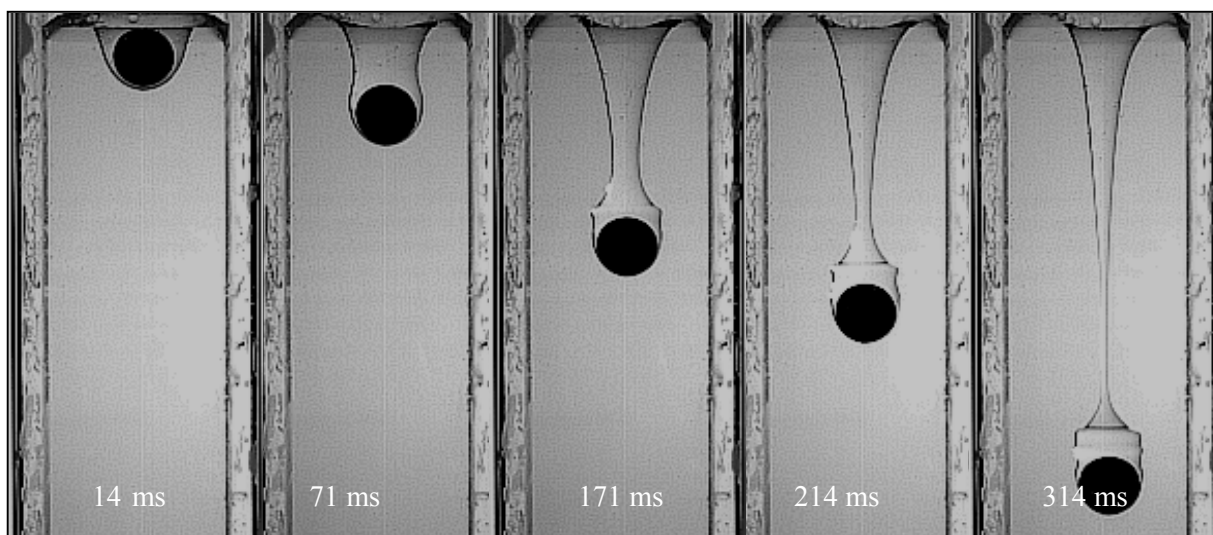


Figure IV.32a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système 25% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,05$ et $\gamma = 1,061$).

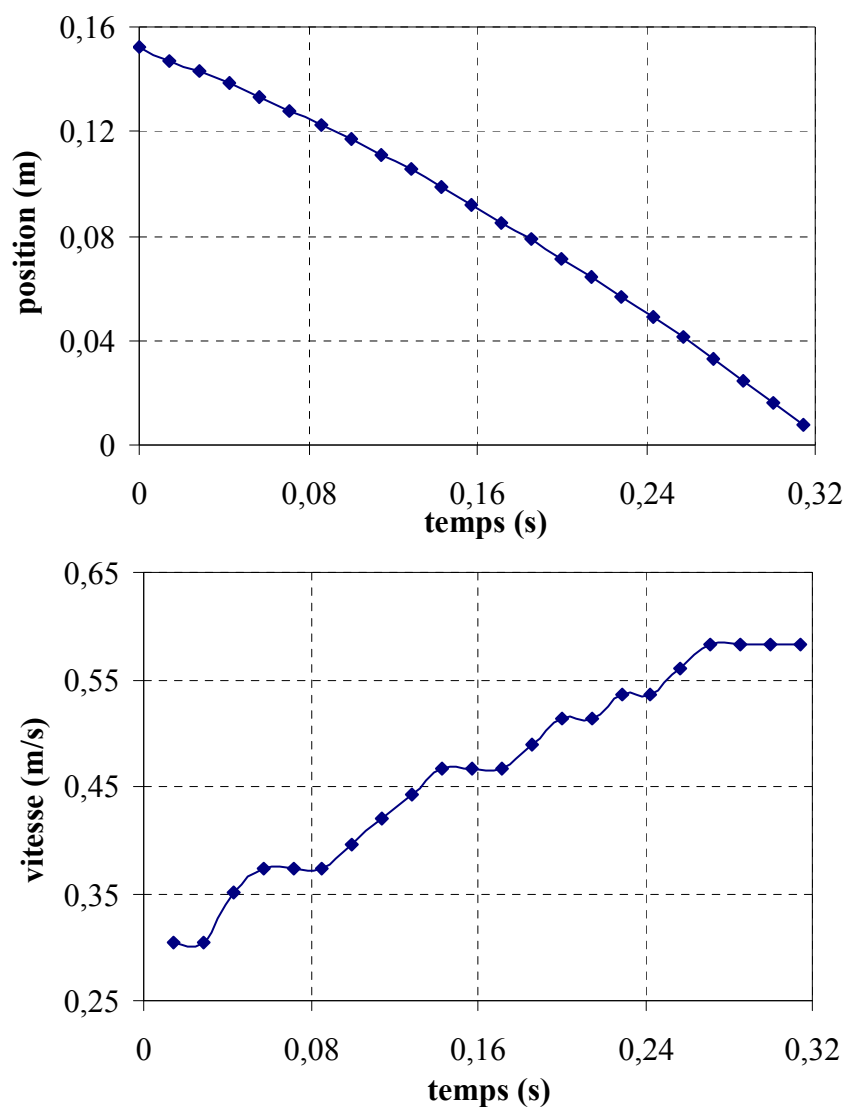


Figure IV.32b. Evolution de la position et de la vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système 25% Emkarox–silicone 500.

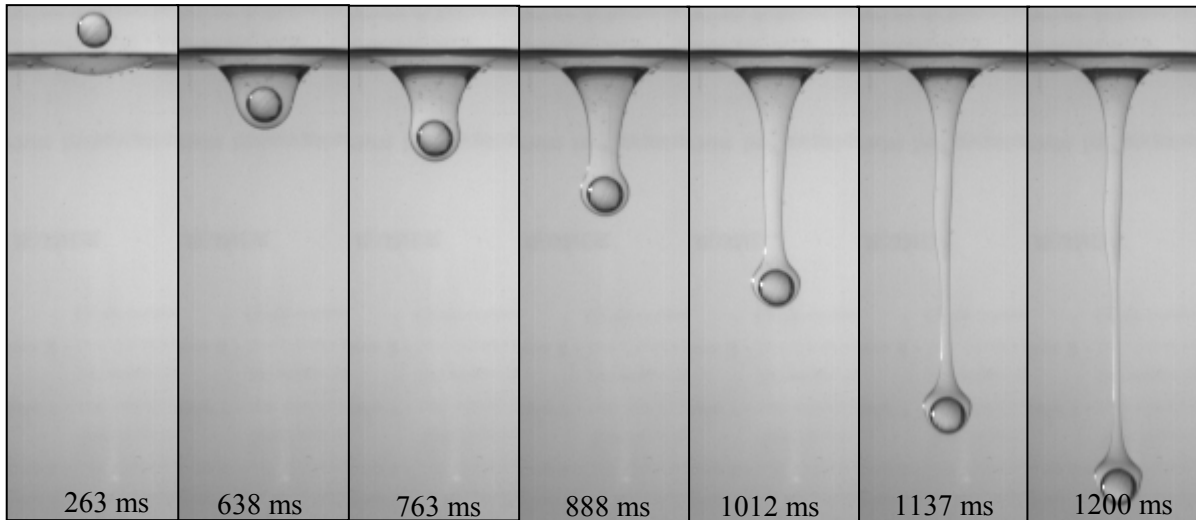


Figure IV.33a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8 \text{ mm}$) dans le système 25% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,025$ et $\gamma = 1,058$).

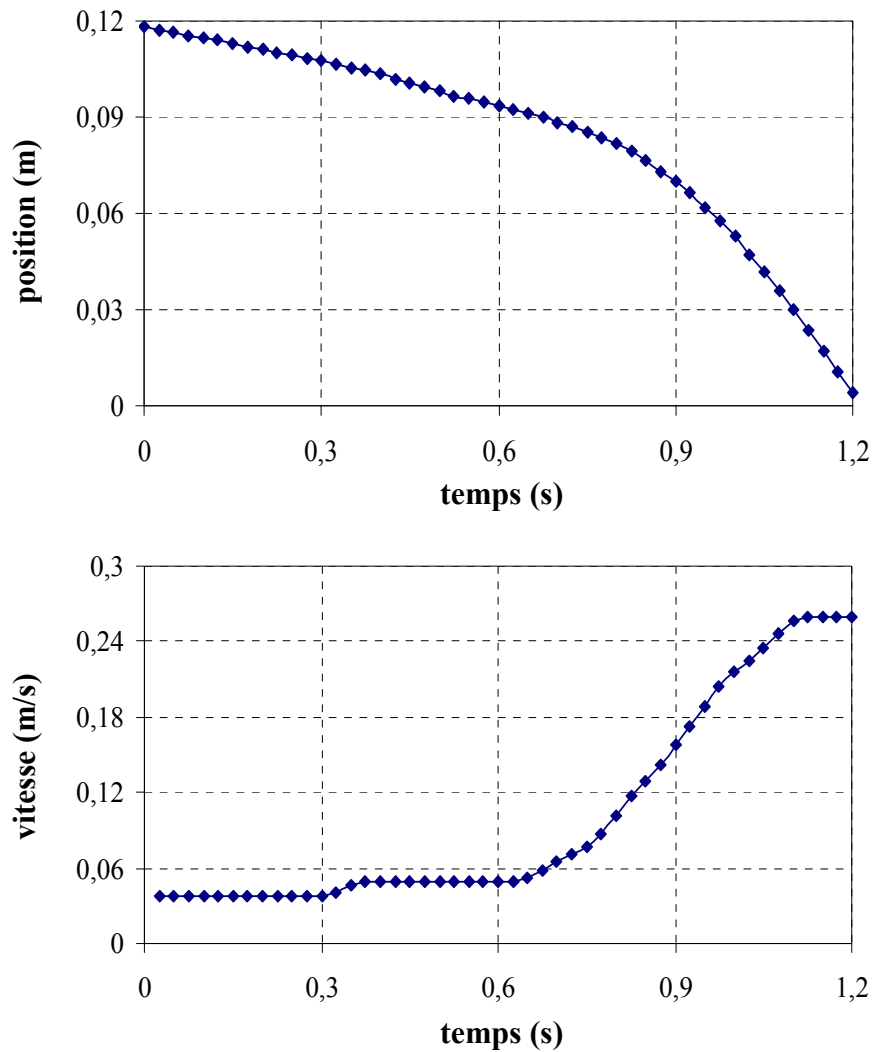


Figure IV.33b. Evolution de la position et de la vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8 \text{ mm}$) traversant le système 25% Emkarox–silicone 1000.

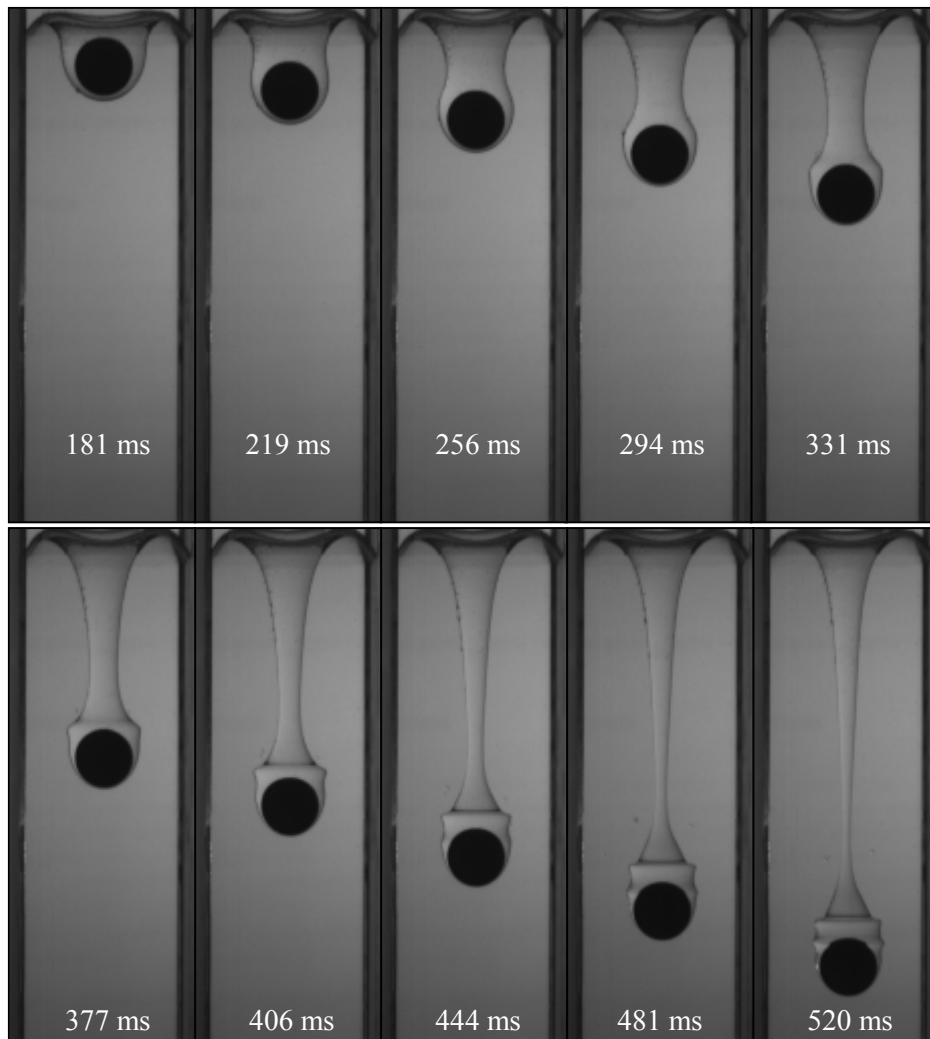


Figure IV.34a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système 25% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,025$ et $\gamma = 1,056$).

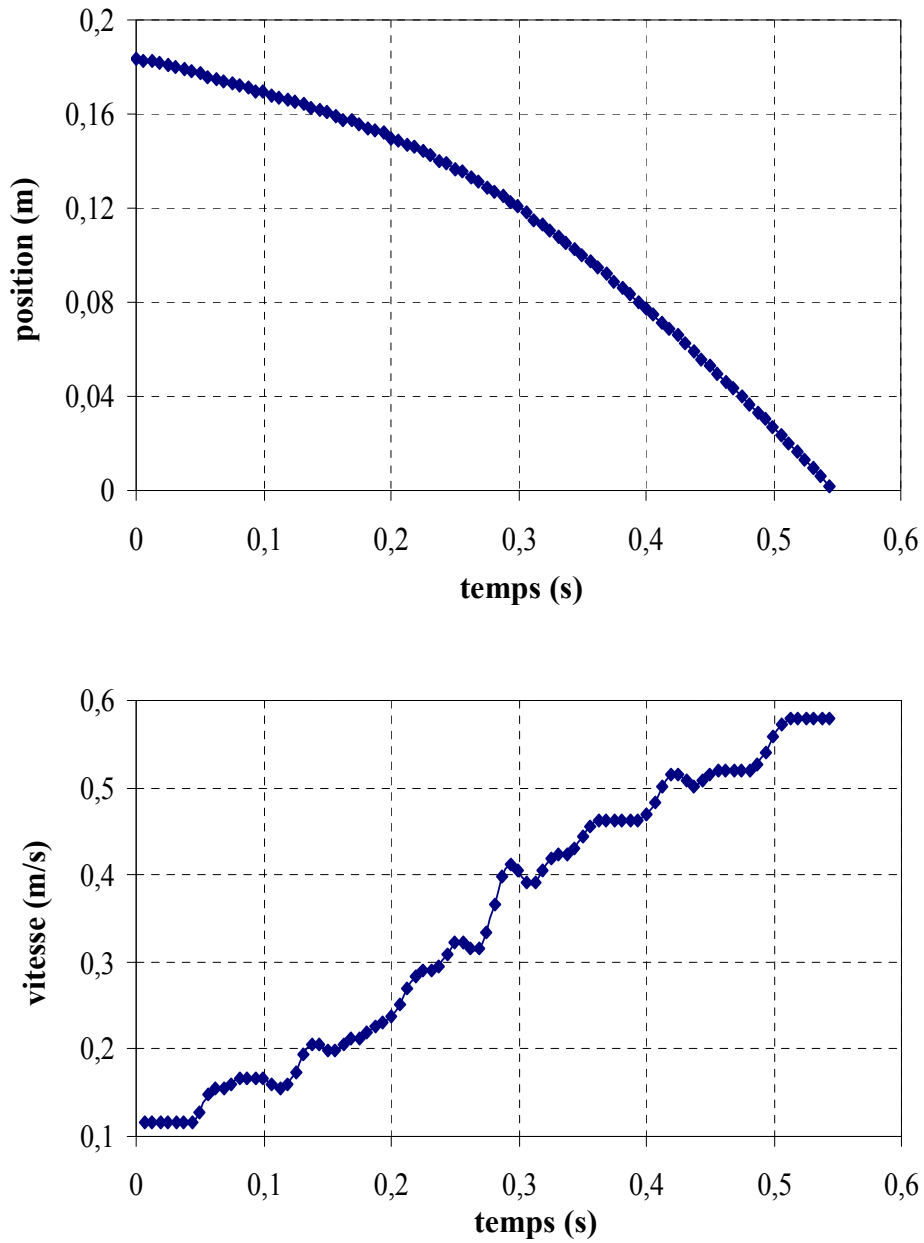


Figure IV.34b. Position et vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système 25% Emkarox–silicone 1000.

IV.3.1.4. Systèmes 50% Emkarox–huile de silicone

Concernant ces systèmes deux cas se présentent selon la valeur de κ , soit de la phase huileuse choisie. L'un correspondant à $\kappa > 1$ et l'autre à $\kappa < 1$. Les figures IV.35 à IV.38 montrent ces deux cas à travers les interfaces 50% HV 45–silicone 100 et 500 respectivement.

Sphère en verre ($d = 8 \text{ mm}$)

Avec cette taille de sphère, les traversées dans ces systèmes se produisent de la même façon, tant pour l'étirement de l'interface que pour l'absence de la portion de liquide derrière la sphère et donc des instabilités à l'interface de la colonne de liquide entraînée par la sphère. Ainsi cette colonne de liquide est relativement lisse lors de la sédimentation de la sphère.

La vitesse de sédimentation dans la phase lourde diminue lorsque l'huile de silicone 100 est utilisée comme phase légère et augmente dans le cas de l'huile silicone 500, le ralentissement de la sphère à l'interface étant bien marqué dans ce dernier cas (figure IV.37b).

Les nombres de Reynolds correspondants aux figures IV.35 et IV.37, varient de 15,5 à 4,9 et de 1,24 à 4,85 pour les systèmes 50% HV45–silicone 100 et 50% HV45–silicone 500 respectivement.

Sphère en céramique ($d = 20 \text{ mm}$)

Malgré la grande taille de cette sphère, on constate l'absence des instabilités interfaciales sur la colonne liquide entraînée par la sphère après la traversée de l'interface correspondant aux deux systèmes mentionnés ci-dessus. Avec le système 50% HV 45–silicone 100 (figure IV.36b), la vitesse de la sphère augmente rapidement après son freinage à l'interface (*la vitesse minimale correspond au ralentissement à l'interface*) avant d'atteindre une valeur asymptotique. En présence de silicone 500 (figure IV.38b), la vitesse augmente de la même manière que dans les système 25%HV45. Les nombres de Reynolds correspondants varient de 48 à 35 et de 10 à 31 pour les systèmes 50% HV45–silicone 100 et 500 respectivement.

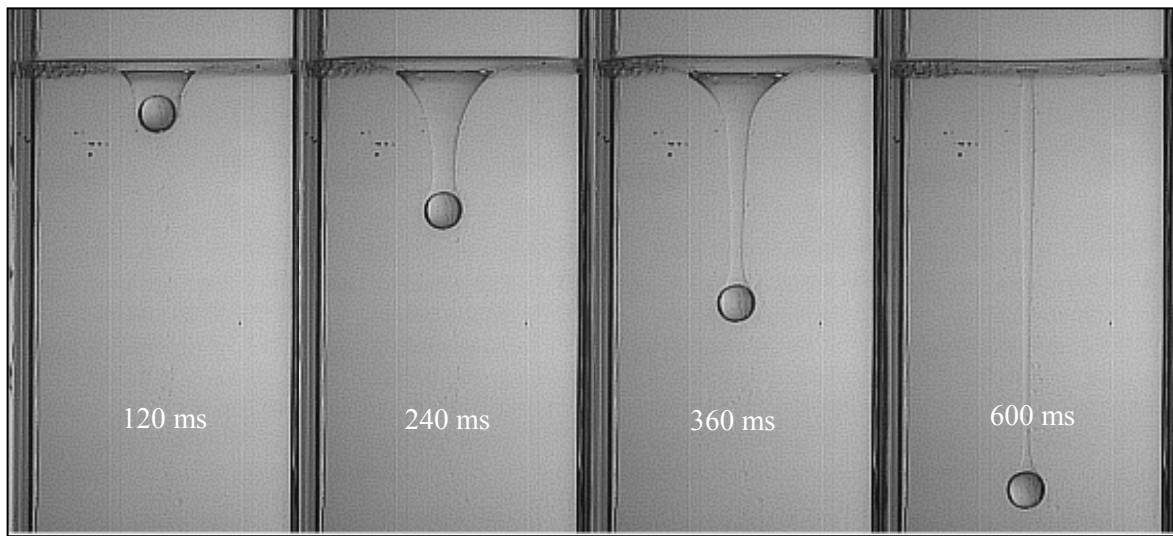


Figure IV.35a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) dans le système 50% Emkarox-silicone 100, ($\kappa = 2,5$ et $\gamma = 1,084$).

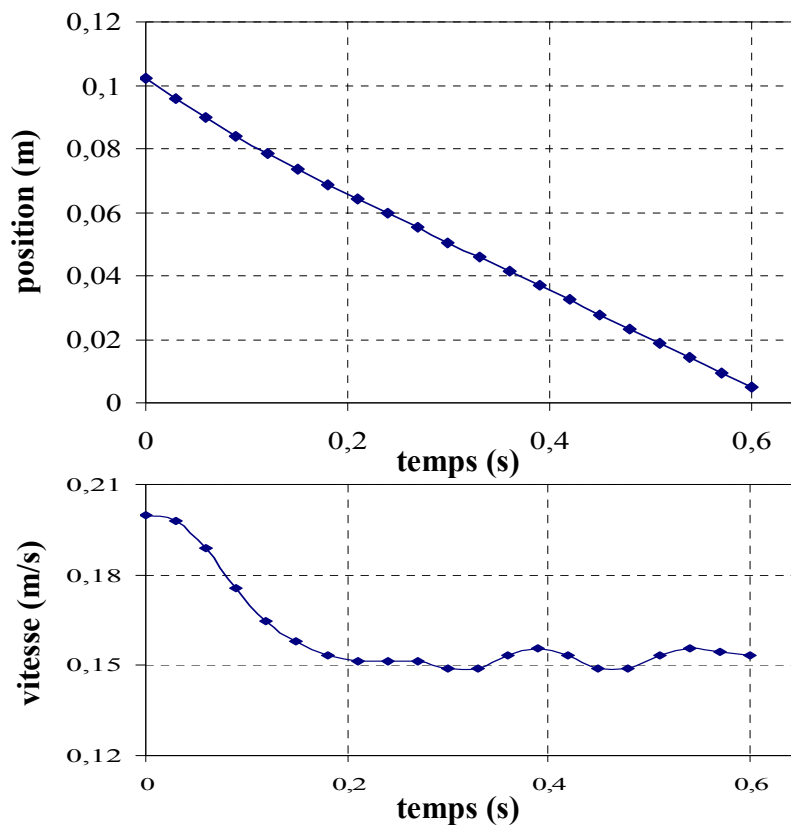


Figure IV.35b. Position et vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) traversant le système 50% Emkarox-silicone 100.

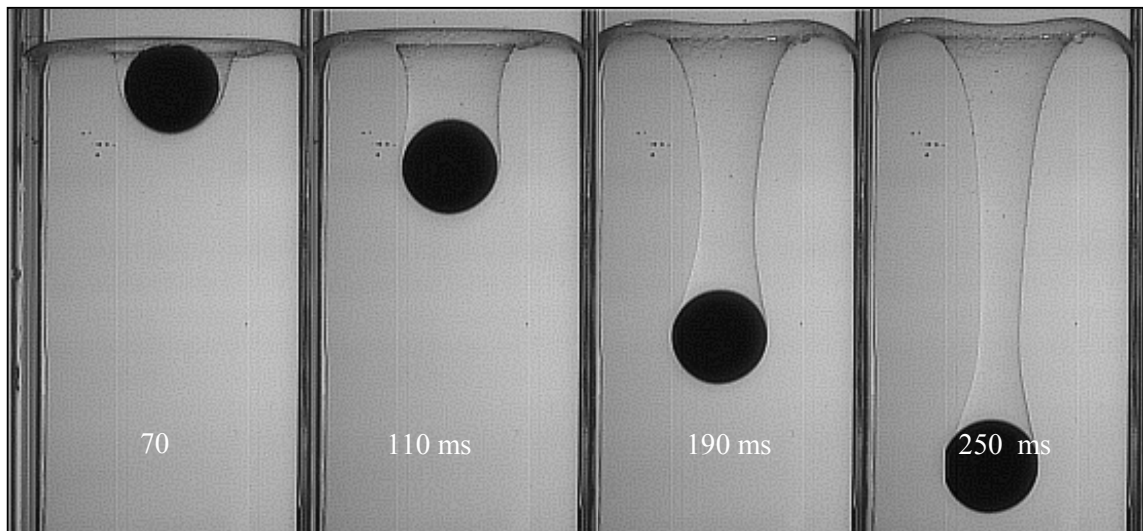


Figure IV.36a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système 50% Emkarox–silicone 100, ($\kappa = 2,5$ et $\gamma = 1,084$).

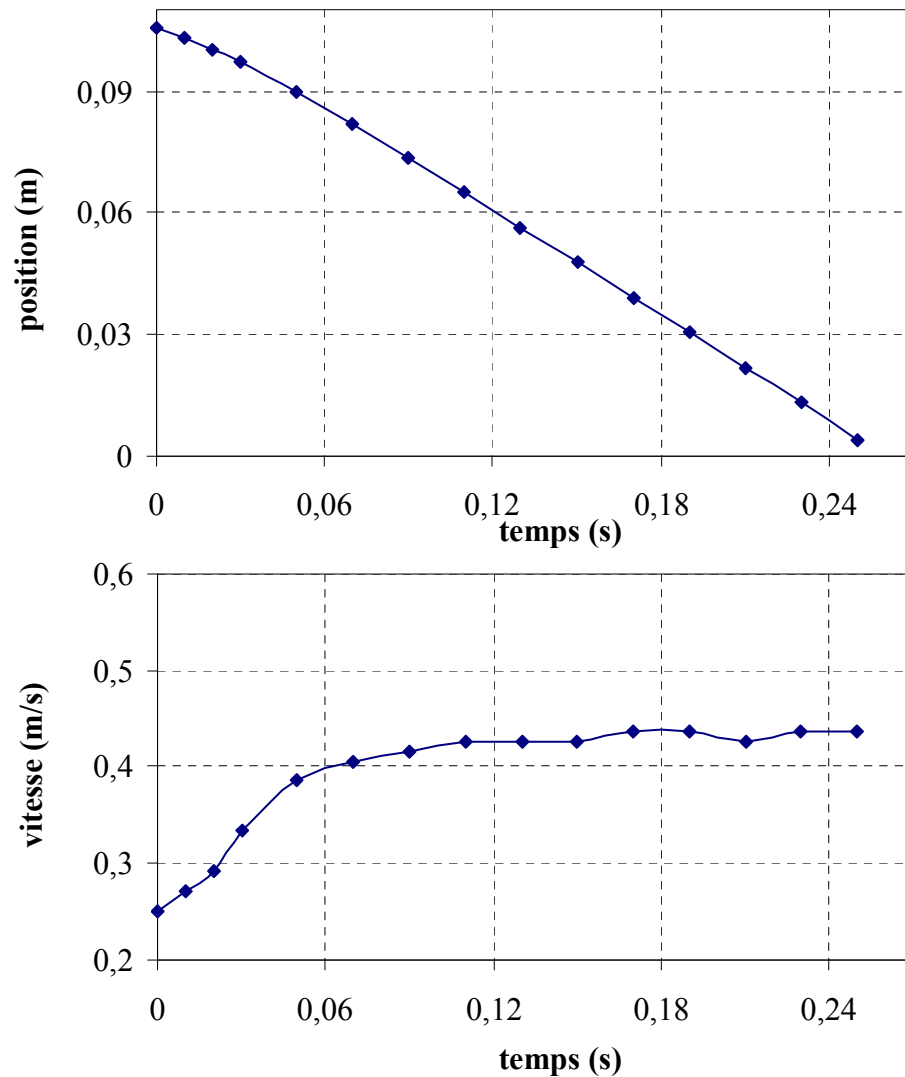


Figure IV.36b. Position et vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système 50% Emkarox–silicone 100.

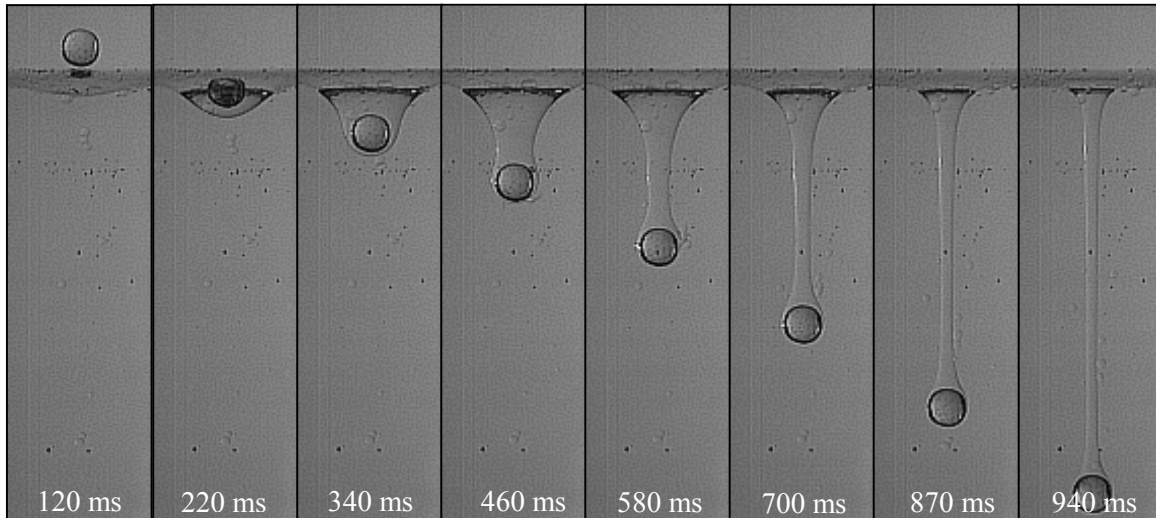


Figure IV.37a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) dans le système 50% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,5$ et $\gamma = 1,078$).

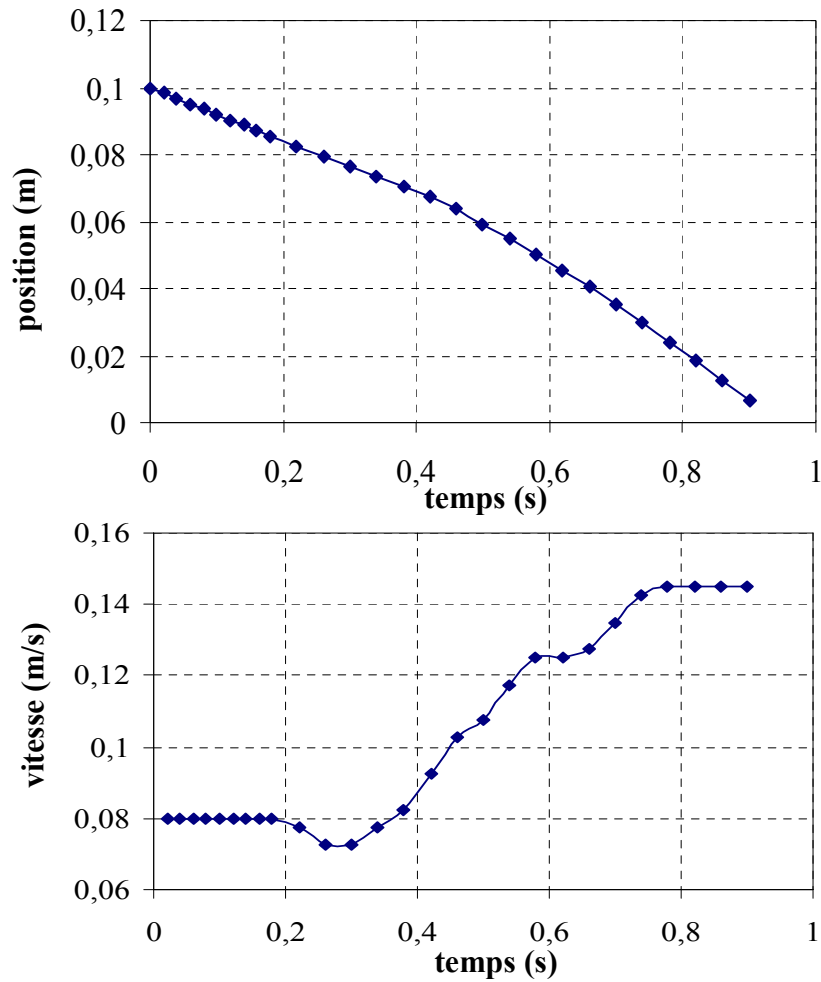


Figure IV.37b. Position et vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) traversant le système 50% Emkarox–silicone 500.

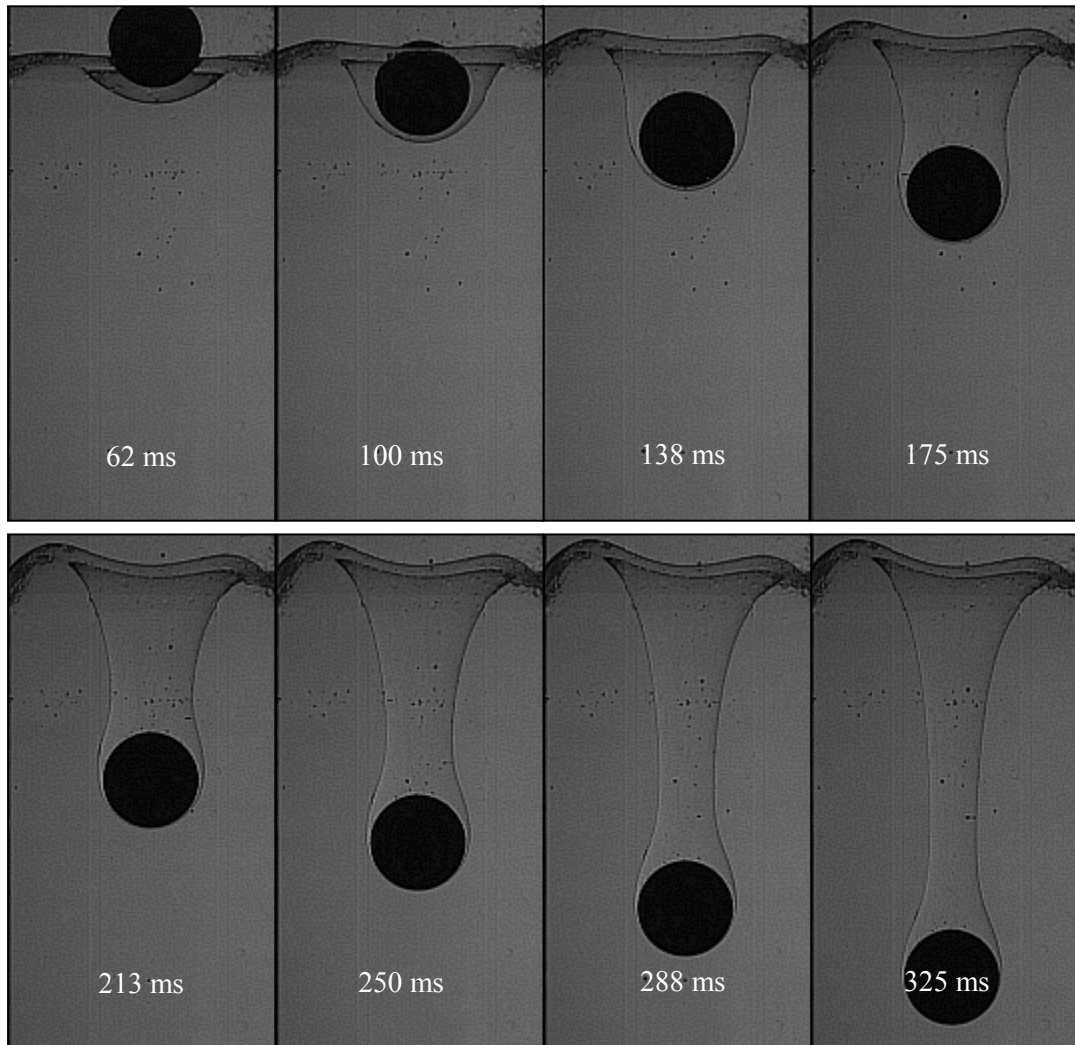


Figure IV.38a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système 50% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,5$ et $\gamma = 1,078$).

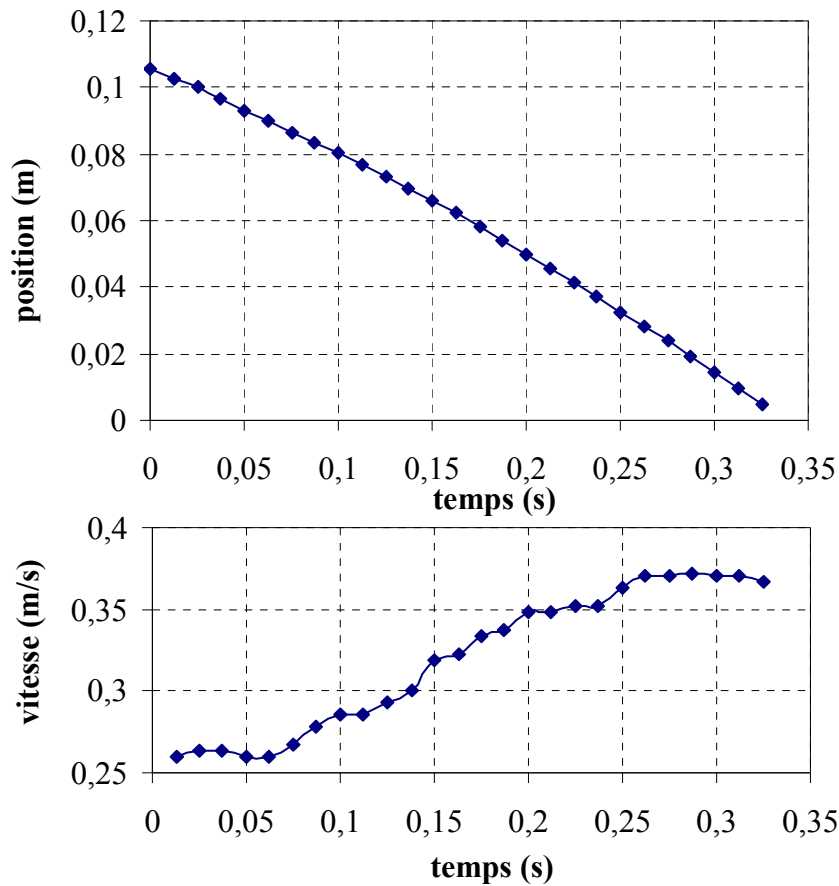


Figure IV.38b. Position et vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système 50% Emkarox–silicone 500.

IV.3.1.5. Systèmes 65% Emkarox–huile de silicone

Trois systèmes seront considérés dans ce qui suit. Ils sont constitués d'une phase aqueuse identique (65% HV 45) et de silicone 100, 500 et 1000 comme phase huileuse, ce qui correspond à des valeurs de κ de 6,25; 1,25 et 0,625 respectivement.

Sphère en verre ($d = 8$ mm)

La traversée de l'interface par cette sphère dans ces systèmes est globalement comparable à celle obtenue avec les systèmes 50% HV 45, d'une part pour l'absence de la portion de liquide derrière la sphère et des instabilités interfaciales et d'autre part pour la longueur importante de l'étirement de l'interface.

Pour les évolutions des vitesses, quelques particularités peuvent être constatées, notamment dans les systèmes caractérisés par des valeurs de $\kappa > 1$. La vitesse de la sphère dans le système 65% HV 45–silicone 100 diminue rapidement après le franchissement de l'interface et atteint ensuite une valeur asymptotique de $0,08 \text{ m.s}^{-1}$, indiquant ainsi que la résultante des forces agissant sur la sphère est constante et que le régime hydrodynamique de l'écoulement est stable durant cette période de la traversée. Dans le cas de l'interface 65% HV 45–silicone 500, le ralentissement de la sphère à l'interface se traduit par une diminution de la vitesse de la sphère d'environ $1/3$ par rapport à celle qu'elle avait dans le silicone 500 (figure IV.41b). Cette diminution dure $0,37 \text{ s}$, ensuite la vitesse augmente pour atteindre une valeur asymptotique. Pour le système 65% HV 45–silicone 1000, la sphère atteint d'abord sa vitesse terminale dans l'huile de silicone puis ralentit à l'interface où sa vitesse diminue d'un quart, avant d'accélérer pour atteindre à nouveau un palier constant.

Les nombres de Reynolds correspondant à ces cas, varient de 17 à 1,1; de 1,43 à 1,16 et 0,35 à 1,12 pour les systèmes 65% HV45–silicone 100, 500 et 1000 respectivement.

Sphère en céramique ($d = 20 \text{ mm}$)

Le processus global de la traversée de l'interface par cette sphère dans les trois systèmes est comparable à celui obtenu avec les systèmes 50% HV45. Cependant, un comportement différent de la vitesse de la sphère est obtenu pour le système 65% HV45–silicone 100 (figure IV.40b). Après son ralentissement à l'interface, la vitesse de la sphère augmente jusqu'à un seuil, puis diminue progressivement pour tendre vers une valeur constante. Ce comportement est comparable à l'*overshoot* constaté lors de la sédimentation des sphères dans des fluides non newtoniens (*cf. chapitre II*) avant d'atteindre un régime permanent stable. Ce phénomène met en évidence le rôle important de l'élasticité de l'interface dans la résistance au passage de la sphère.

Les nombres de Reynolds correspondant à ces systèmes, varient de 52 à 9,5; de 6,2 à 9,7 et 1,75 à 8,5 pour les systèmes 65% HV45–silicone 100, 500 et 1000 respectivement.

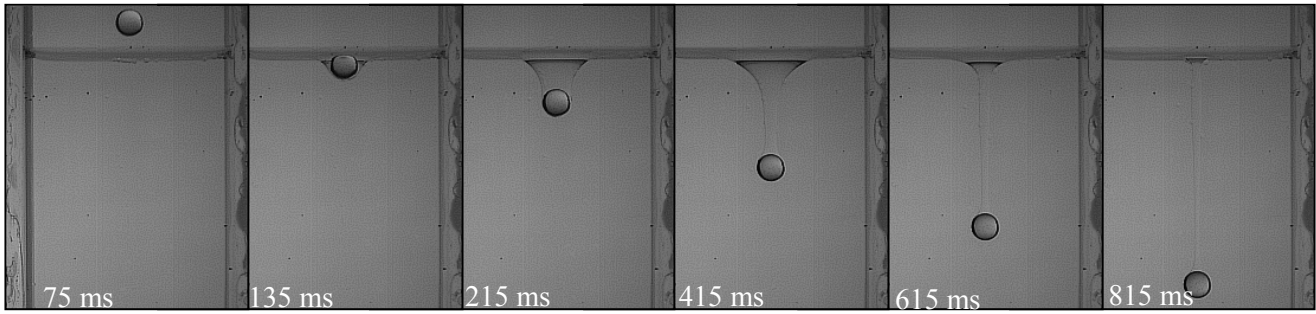


Figure IV.39a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) dans le système 65% Emkarox–silicone 100, ($\kappa = 6,25$ et $\gamma = 1,09$).

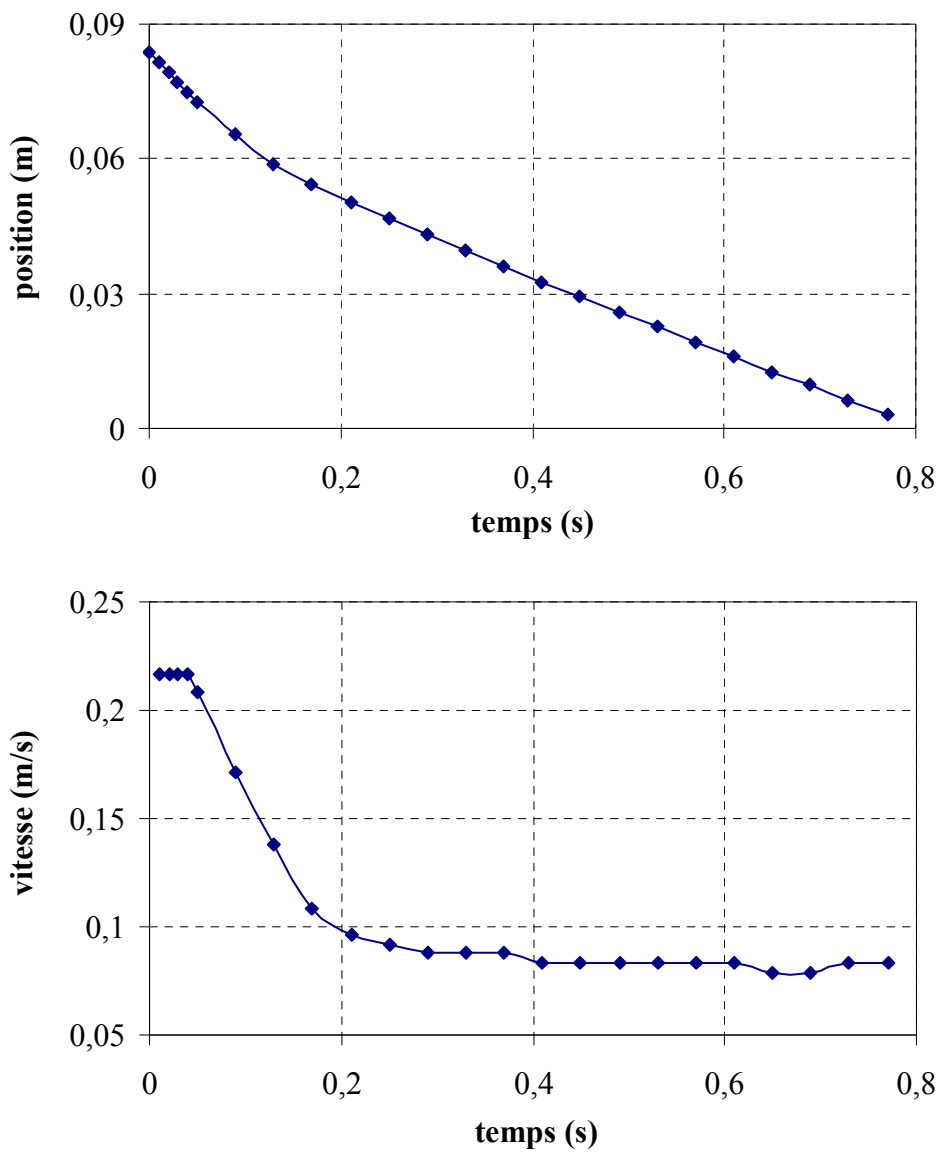


Figure IV.39b. Position et vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8$ mm) traversant le système 65% Emkarox–silicone 100.

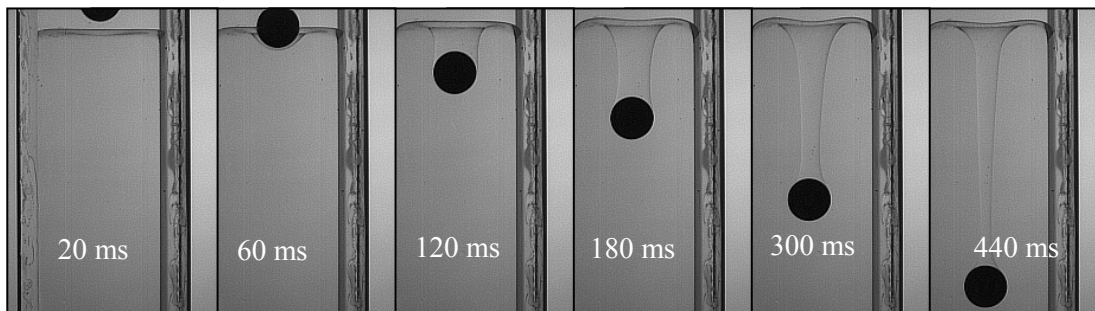


Figure IV.40a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système 65% Emkarox–silicone 100, ($\kappa = 6,25$ et $\gamma = 1,09$).

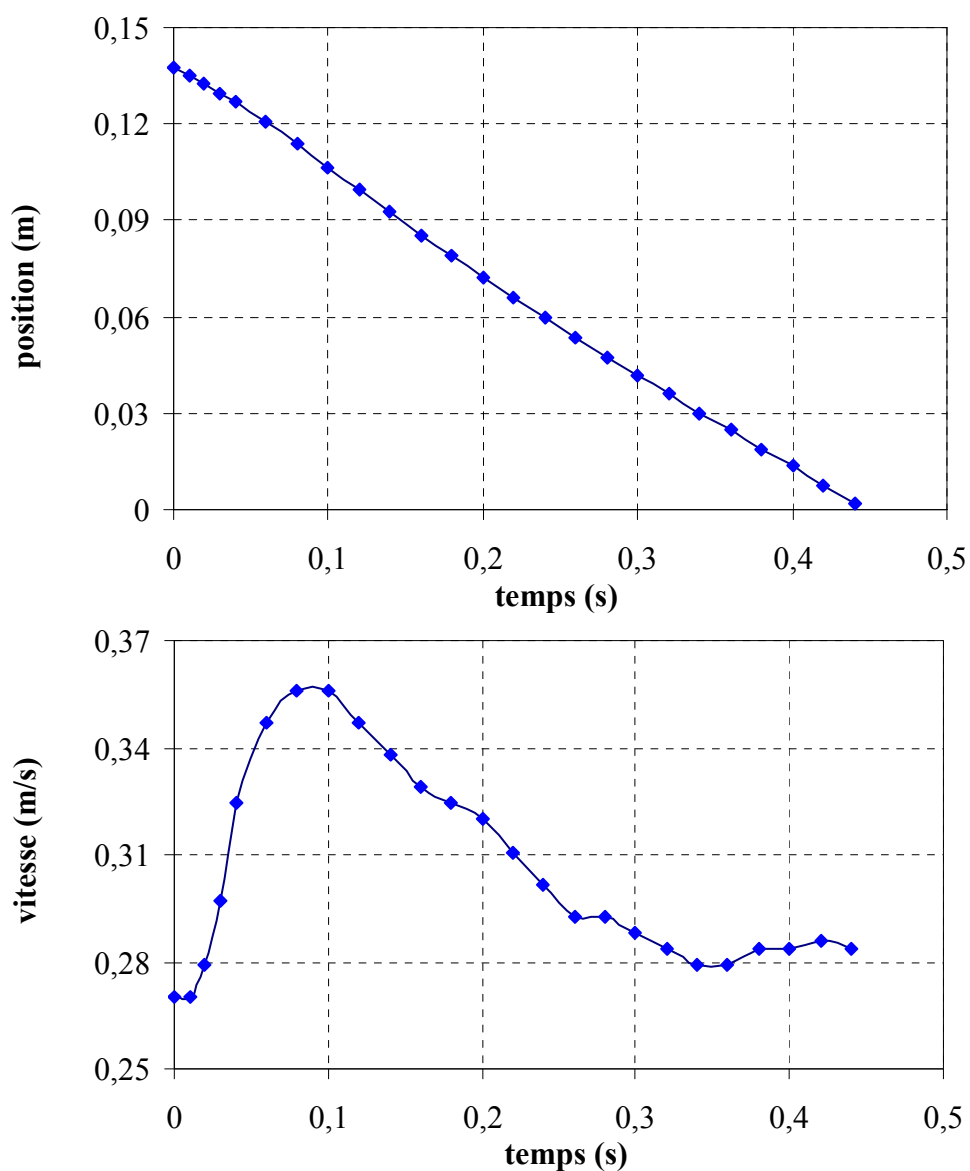


Figure IV.40b. Position et vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système 65% Emkarox–silicone 100.

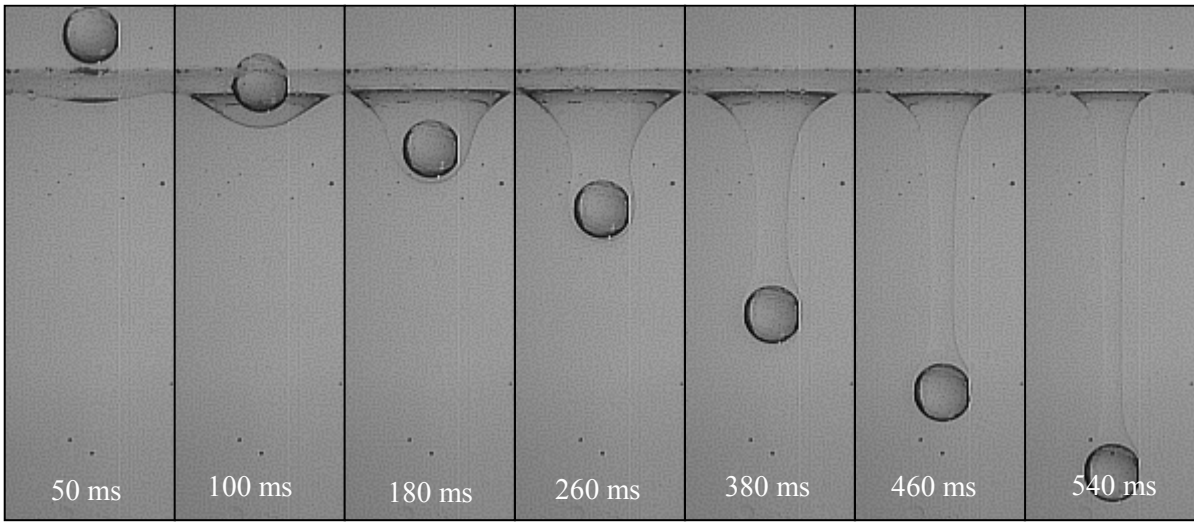


Figure IV.41a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8 \text{ mm}$) dans le système 65% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 1,25$ et $\gamma = 1,085$).

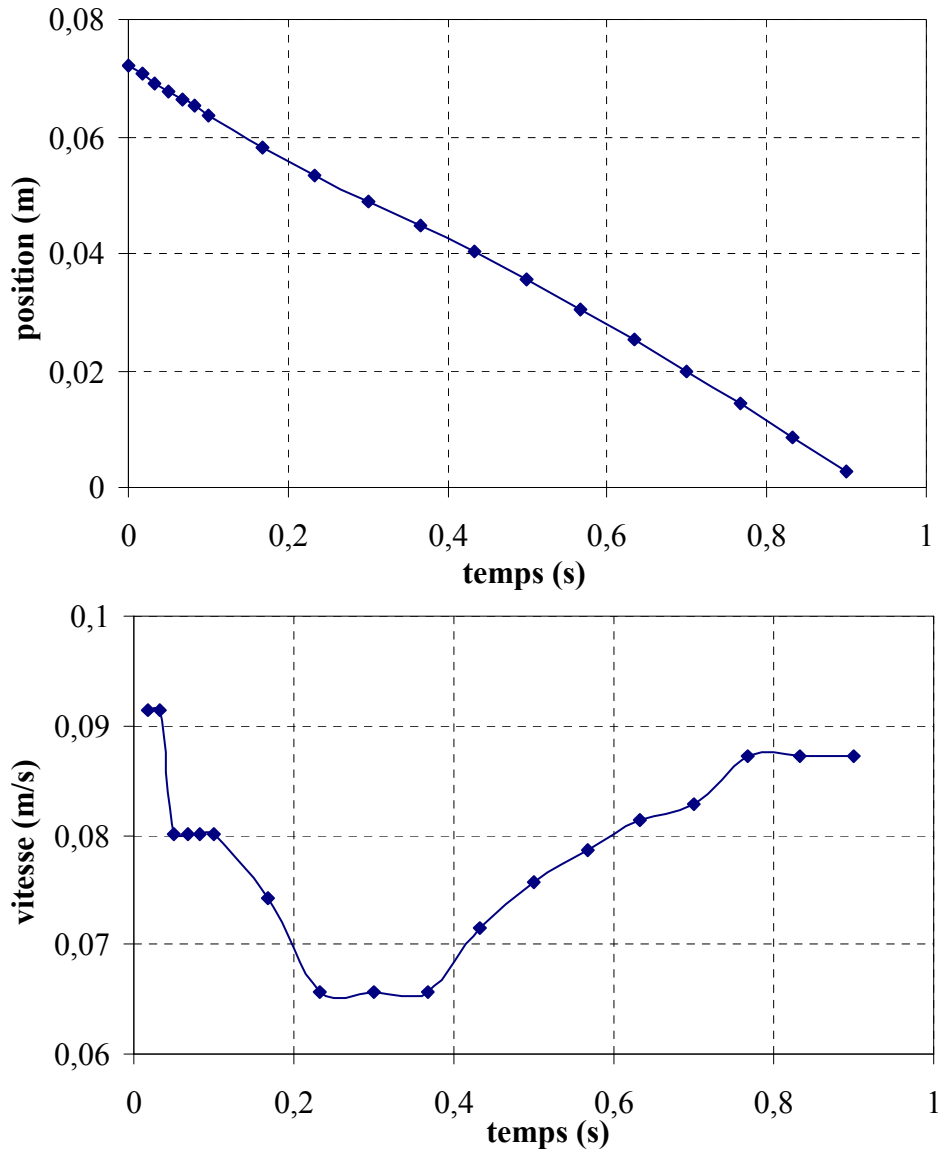


Figure IV.41b. Position et vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8 \text{ mm}$) traversant le système 65% Emkarox–silicone 500.

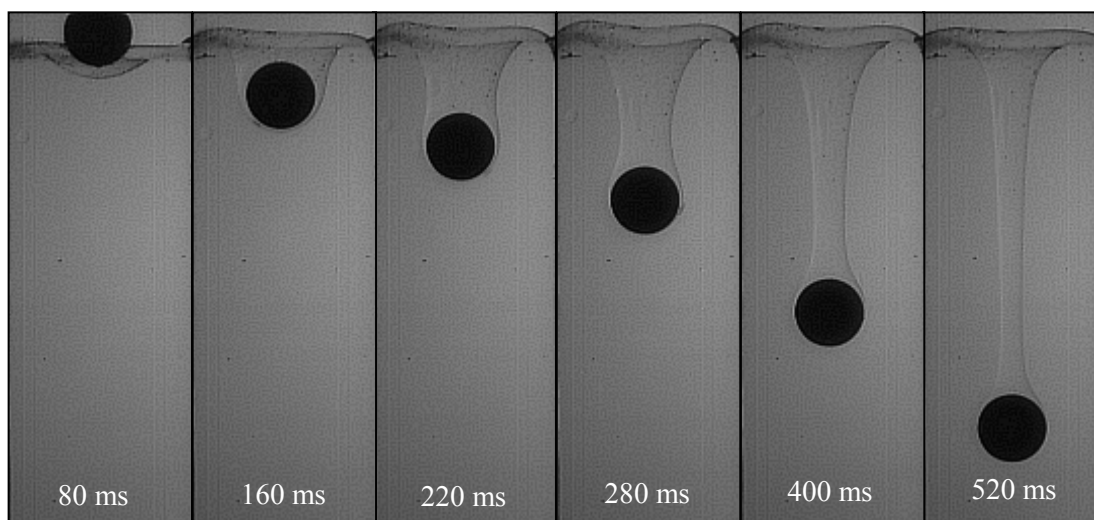


Figure IV.42a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système 65% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 1,25$ et $\gamma = 1,085$).

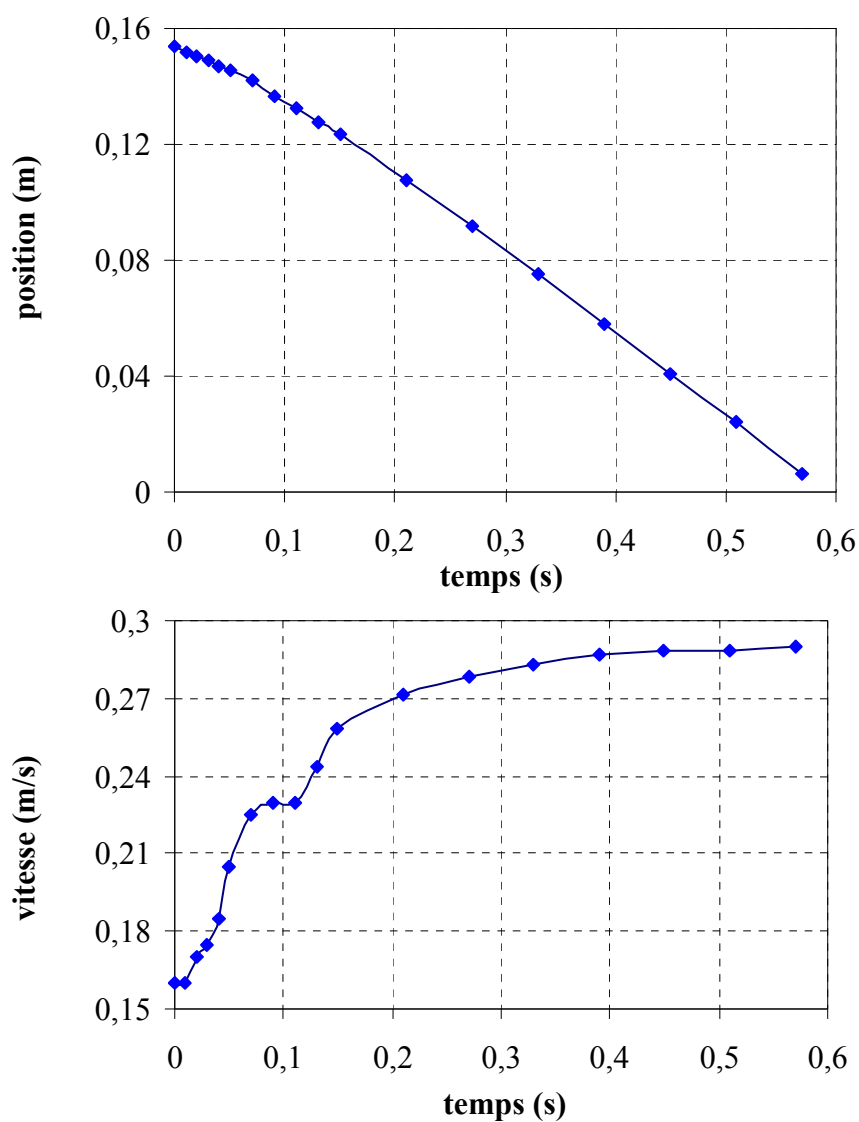


Figure IV.42b. Position et vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système 65% Emkarox–silicone 500.

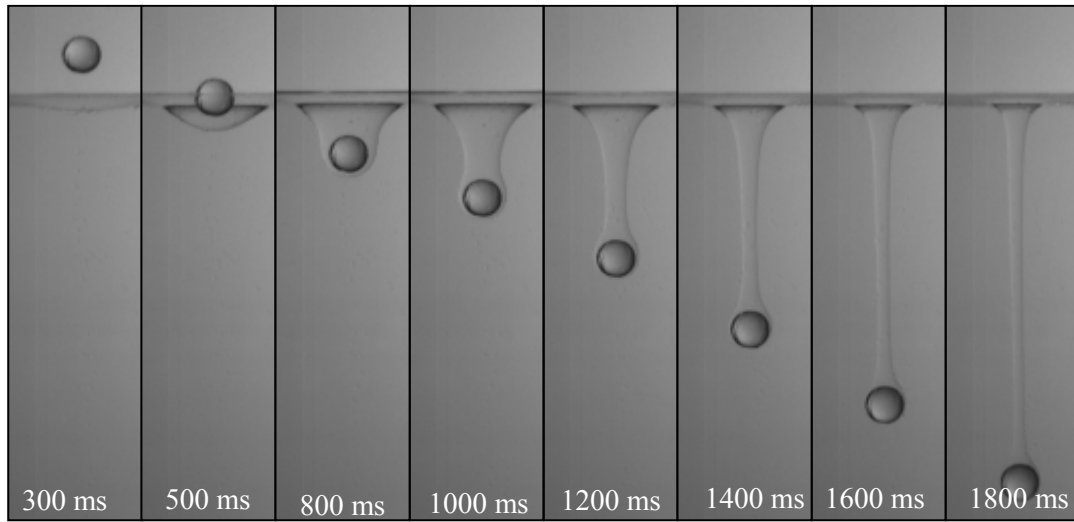


Figure IV.43a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 8 \text{ mm}$) dans le système 65% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,625$ et $\gamma = 1,085$).

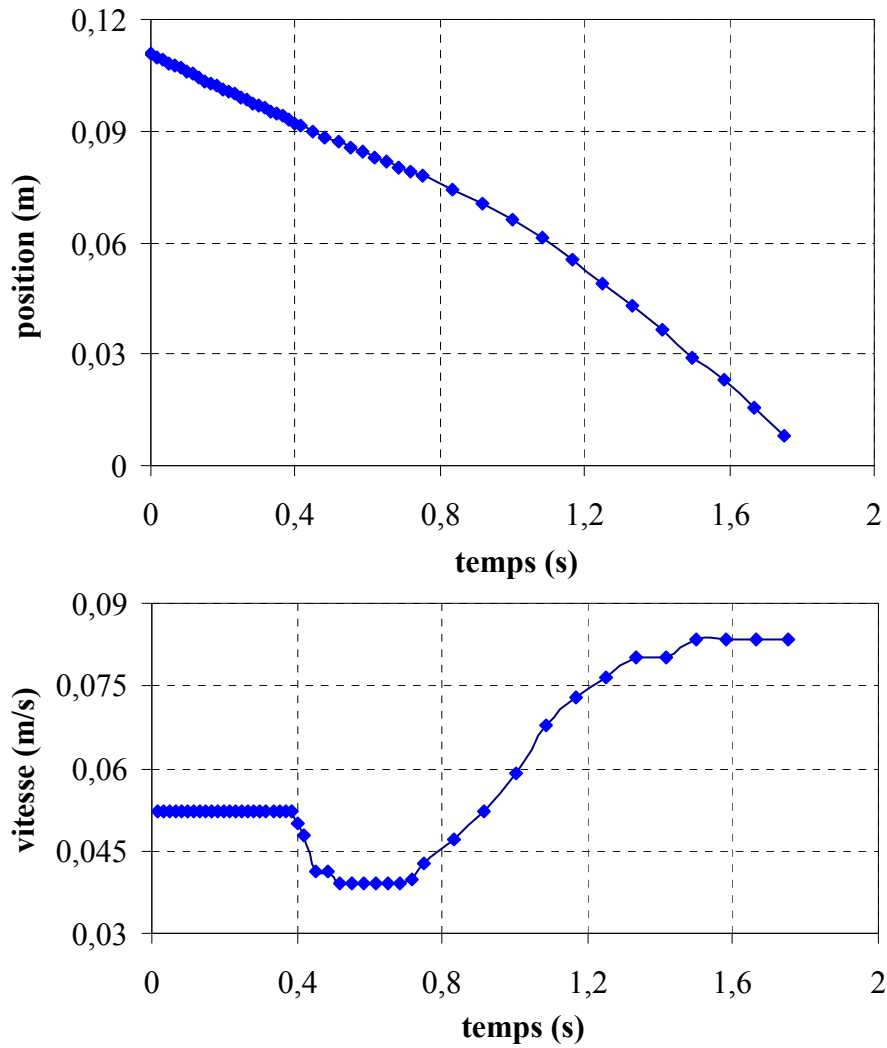


Figure IV.43b. Position et vitesse d'une sphère rigide en verre ($d = 8 \text{ mm}$) en traversant le système 65% Emkarox–silicone 500.

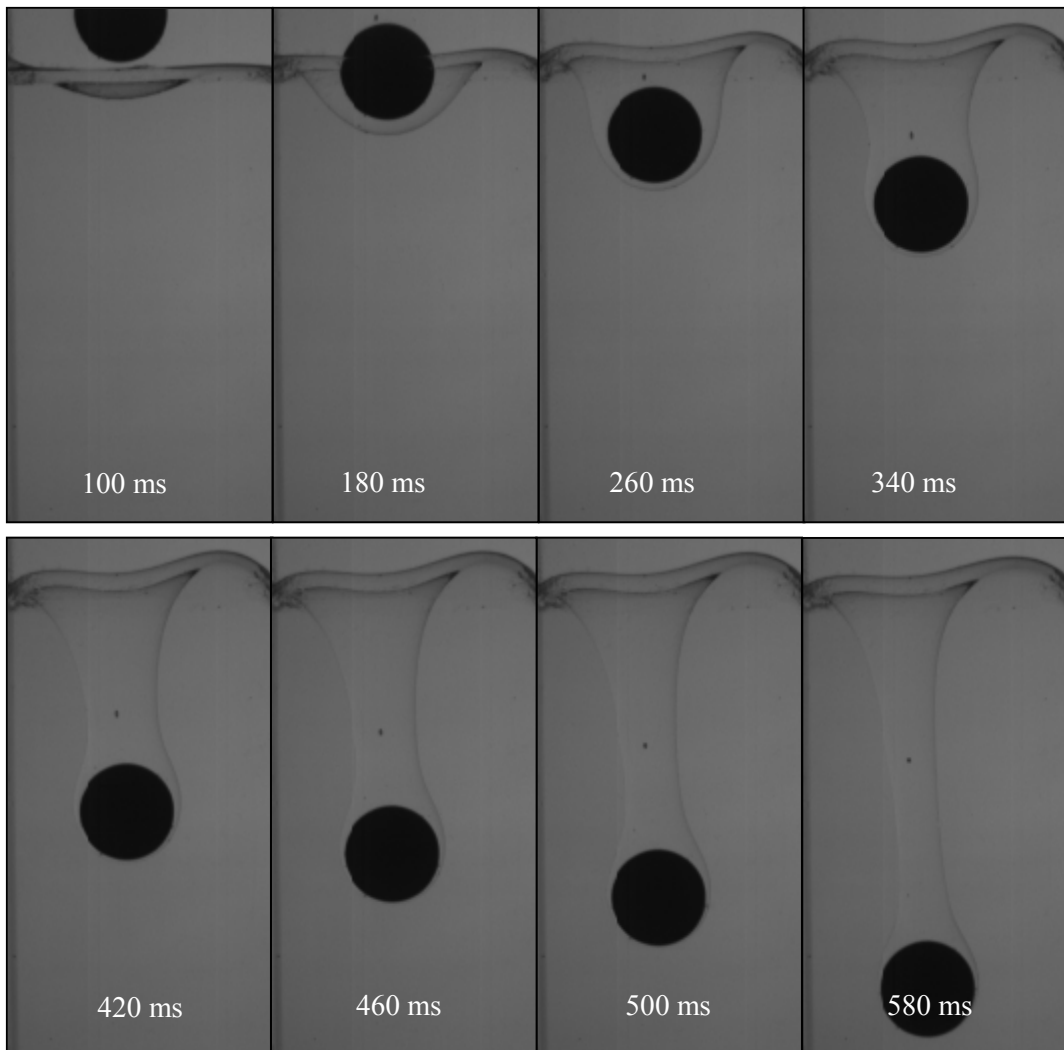


Figure IV.44a. Traversée de l'interface par une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) dans le système 65% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,625$ et $\gamma = 1,085$).

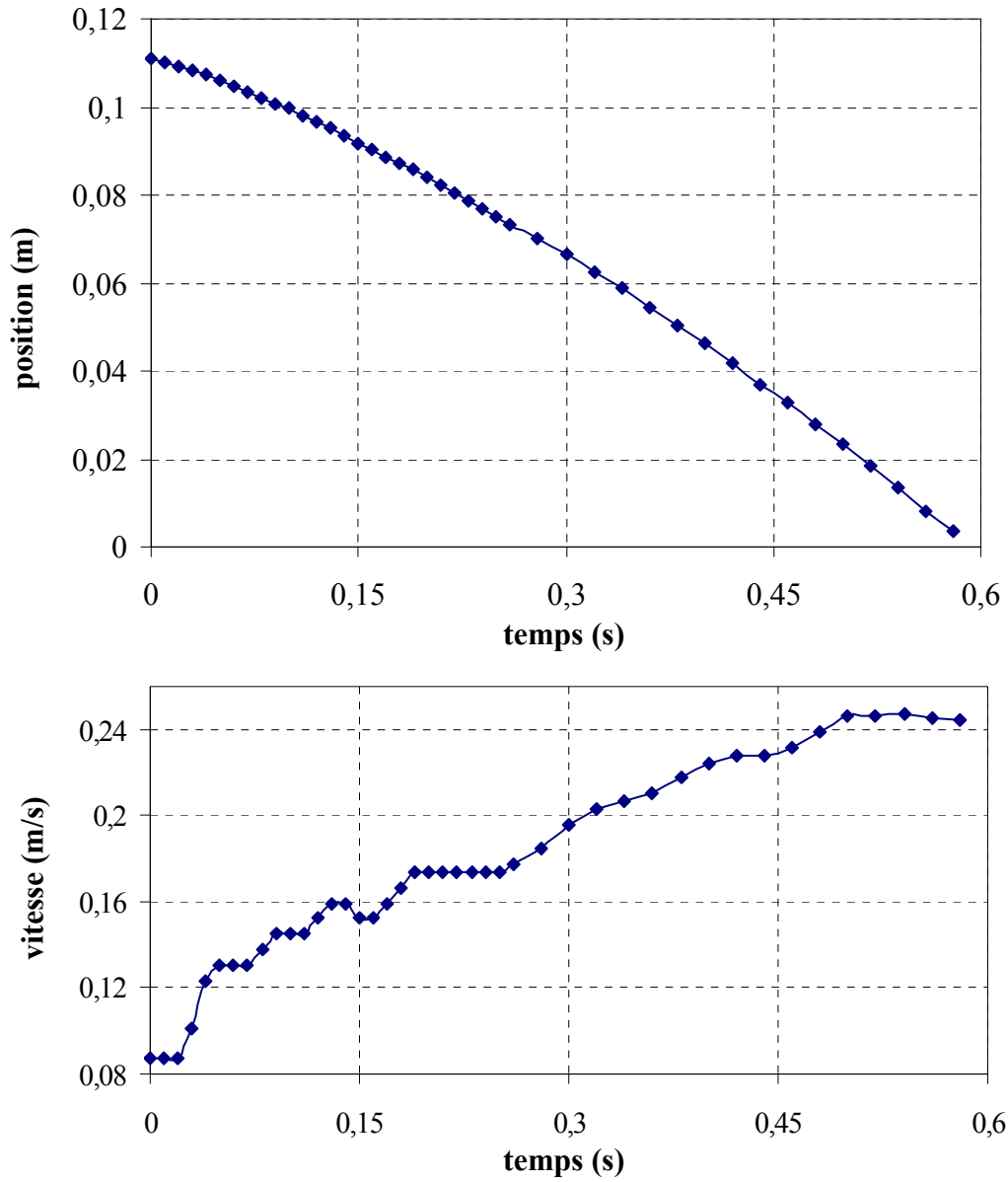


Figure IV.44b. Position et vitesse d'une sphère rigide en céramique ($d = 20$ mm) traversant le système 65% Emkarox-silicone 1000.

IV.3.2. Récapitulatif et discussion des résultats

En observant les différents systèmes étudiés, plusieurs caractéristiques du phénomène de la traversée d'une interface par une sphère rigide peuvent être constatées. On citera notamment:

- le ralentissement de la sphère à l'interface à cause des forces interfaciales qui s'ajoutent aux forces visqueuses résistant à la sédimentation de la sphère. Ce ralentissement démarre avec la déformation de l'interface, à l'approche de la sphère rigide de cette dernière.
- l'étirement de l'interface dû à l'entraînement d'une colonne huileuse par la sphère en sédimentation et la formation dans certains systèmes d'une portion de liquide derrière la sphère analogue à celle représentée sur la figure IV.45.
- l'apparition des instabilités interfaciales du type Rayleigh–Taylor à la surface de la portion du liquide derrière la sphère. Ces instabilités pourront être, d'une part, d'une origine hydrodynamique, car elles sont liées à la dynamique de la sédimentation de la sphère rigide dans le liquide. Et d'autre part, d'une origine surfacique (interfaciale) vu que ces instabilités interfaciales apparaissent et se développent à l'interface des deux liquides à cause du mouvement relatif entre ces deux derniers (glissement). Ces instabilités peuvent être combinées à des instabilités du type Kelvin–Helmholtz pour les cas turbulents.

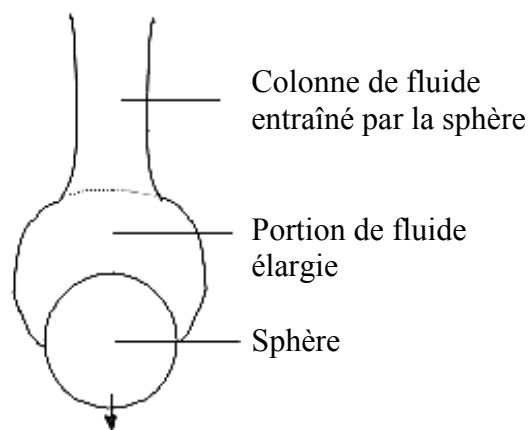


Figure IV.45. Schéma du fluide entraîné par la sphère

Concernant les instabilités interfaciales, elles apparaissent pour certains systèmes tels que eau–silicone et 25% HV 45–silicone. Le développement de ces instabilités et leur forme dépendent du régime d'écoulement considéré durant la sédimentation. Pour les systèmes 50% et 65% HV 45–silicone, aucune instabilité n'a été observée pour les différentes sphères étudiées.

Pour déterminer les critères qui contrôlent l'apparition de ces instabilités, nous présentons sur le tableau IV.4, les caractéristiques hydrodynamiques de la traversée pour les différents systèmes présentés ci-dessus.

Phase 1 <i>aqueuse</i>	<i>Eau</i>	<i>Eau</i>	25% <i>HV45</i>	25% <i>HV45</i>	50% <i>HV45</i>	50% <i>HV45</i>	65% <i>HV45</i>	65% <i>HV45</i>	65% <i>HV45</i>
Phase 2 <i>huileuse</i>	silicone 100	silicone 500	silicone 500	silicone 1000	silicone 100	silicone 500	silicone 100	silicone 500	silicone 1000
η_1 (Pa.s)	0,001	0,001	0,025	0,025	0,25	0,25	0,625	0,625	0,625
η_2 (Pa.s)	0,1	0,5	0,5	1	0,1	0,5	0,1	0,5	1
ρ_1 (kg/m ³)	1000	1000	1024	1024	1046	1046	1052	1052	1052
ρ_2 (kg/m ³)	965	970	970	970	965	970	965	970	970
σ_1 (mN/m)	72,5	72,5	42,5	42,5	39	39	38,1	38,1	38,1
σ_2 (mN/m)	20,9	21,1	21,1	21,2	20,9	21,1	20,9	21,1	21,32
γ	1,036	1,031	1,061	1,056	1,084	1,078	1,09	1,085	1,085
κ	0,01	0,002	0,05	0,025	2,5	0,5	6,25	1,25	0,625
γ/κ	103,6	515,5	21,22	42,24	0,4336	2,156	0,1744	0,868	1,736
Mo_1/Mo_2	$4,3 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^6$	$2,18 \cdot 10^7$	0,18	109	$4,3 \cdot 10^{-3}$	2,61	41,27
sphère rigide en céramique (d = 20 mm)									
Re_1 (aq)	12000	9600	475	475	35,2	31	9,34	9,7	8,25
sphère rigide en verre (d = 8 mm)									
Re_1 (aq)	3360	2640	98,3	88,5	4,92	4,86	1,09	1,16	1,12
Instabilités	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>

Tableau IV.4. Récapitulatif des caractéristiques hydrodynamiques des traversées de l'interface par des sphères pour les différents systèmes étudiés.

La comparaison des différents systèmes présentés dans le tableau IV.4 montre que les instabilités interfaciales (probablement une combinaison de IRT et IKH) apparaissent pour des nombres de Reynolds supérieurs à 80 et des rapports des nombres de Morton (phase aqueuse/phase huileuse) très élevés ($> 10^6$). Pour les sphères en céramique ($d = 20$ mm) dans les systèmes eau-silicone (cas turbulents, $Re_1 \geq 9600$), ces instabilités sont sans doute combinées à l'instabilité Kelvin-Helmholtz. Ceci montre que l'apparition de telles instabilités est conditionnée par la combinaison de ces deux paramètres (Re_1 et Mo_1/Mo_2), et par conséquent, par les caractéristiques physiques des deux liquides et la taille de la sphère.

Afin de mettre en évidence le critère d'apparition des instabilités interfaciales, nous avons représenté sur la figure IV.46 le rapport γ/κ qui fait intervenir les propriétés physiques des deux liquides en fonction du rapport des nombres de Morton Mo_1/Mo_2 ; et sur la figure IV.47 le nombre de Reynolds (Re_1) basé sur la phase aqueuse et qui prend en compte l'hydrodynamique de la traversée dans la phase aqueuse en fonction du rapport des nombres de Morton Mo_1/Mo_2 .

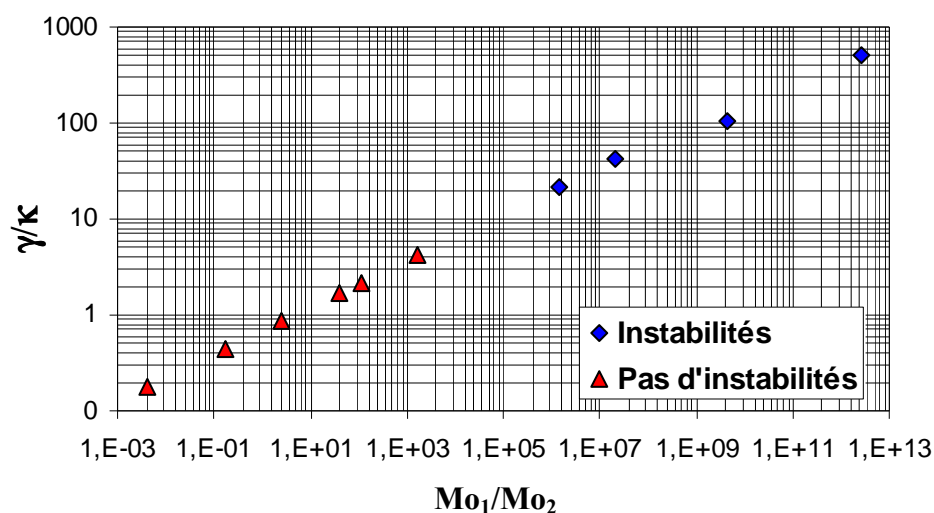


Figure IV.46. Critère physicochimique d'apparition des instabilités interfaciales en fonction de Mo_1/Mo_2 et γ/κ .

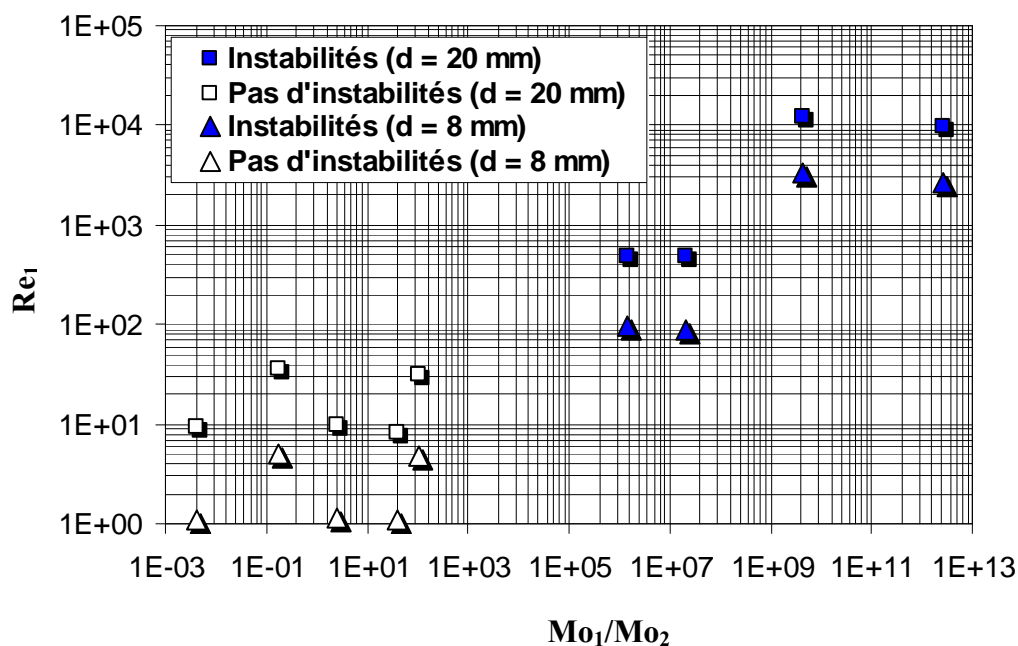


Figure IV.47. Critère hydrodynamique d'apparition des instabilités interfaciales en fonction de Mo_1/Mo_2 et Re_1 .

A partir des figures IV.46 et IV.47, des critères globaux d'apparition ou d'absence des instabilités interfaciales lors de la traversée d'une interface par une sphère rigide pouvaient être les suivants : Les instabilités interfaciales sont présentes pour $Mo_1/Mo_2 > 10^7$, $Re_1 > 450$ et $\gamma/\kappa > 20$ et absentes pour $Mo_1/Mo_2 < 2.10^3$, $Re_1 > 40$ et $\gamma/\kappa > 5$. Ces critères ne sont toutefois valables que pour les systèmes étudiés.

IV.3.3. Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Dans cette section, nous comparons qualitativement les résultats expérimentaux et numériques, ces derniers étant obtenus en utilisant la méthode VOF décrite précédemment. Une simulation numérique est réalisée pour la traversée de l'interface par une sphère en céramique de 20 mm, le but étant de vérifier si la méthode VOF était capable de reproduire les instabilités interfaciales obtenues expérimentalement.

Le principe de la méthode est de réaliser un maillage très fin autour d'un cercle qui représente la sphère dans une approche 2D. La sphère est alors considérée comme étant fixe tandis que l'interface et les parois se déplacent à une vitesse supposée constante et proche de celle de la particule solide obtenue expérimentalement.

La figure IV.48 montre le résultat de la simulation obtenu dans le cas de la sédimentation d'une sphère en céramique de 20 mm de diamètre dans le système eau-silicone 100 correspondant au cas expérimental représenté sur la figure IV.28. Elle met en évidence la formation, derrière la sphère rigide, d'une portion de liquide sur laquelle une onde de surface se déplace pour créer une instabilité. Cette dernière, comparable à celle de Rayleigh-Taylor, se développe avec le temps pour former des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la partie supérieure de la portion de fluide entraîné, en même temps que d'autres instabilités IRT apparaissent à l'interface de la portion.

Le résultat de la simulation est qualitativement en bon accord avec l'expérience. Ceci montre que la simulation avec la méthode VOF rend compte des phénomènes accompagnants la traversée de l'interface par une sphère rigide, et ce, malgré l'hypothèse, considérée dans ce calcul, avec un repère fixe pour la sphère et une vitesse constante de déplacement pour le liquide et les parois.

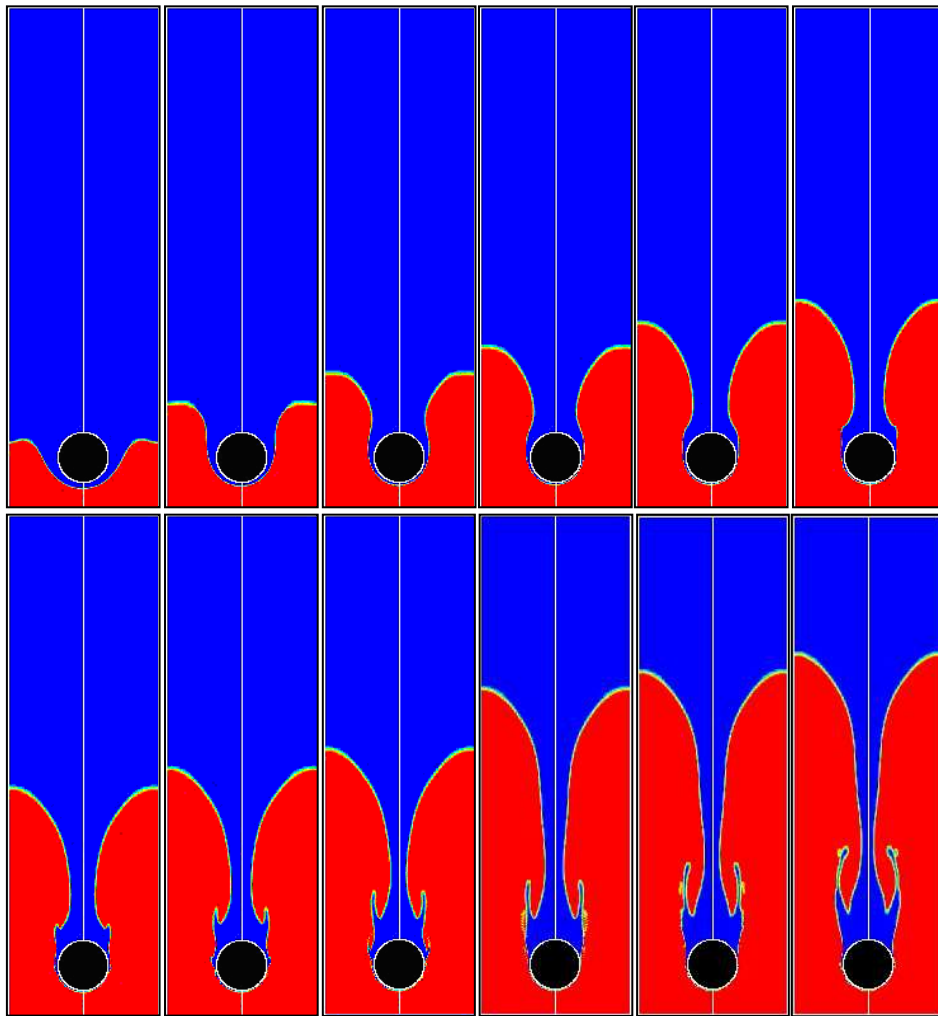


Figure IV.48. Simulation par la méthode VOF d'une sphère ($d = 20$ mm) traversant le système eau-silicone 100. Vitesse de défilement de l'interface: 30 cm.s^{-1} et $\Delta t = 20$ ms.

IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons examiné expérimentalement le phénomène de la traversée d'une interface par une bulle ou une sphère rigide, pour différents couples de liquides, afin de caractériser et d'approfondir la compréhension de ce phénomène.

Plusieurs caractéristiques ont été mises en évidence, en particulier :

- Le passage ralenti de la bulle à l'interface qui s'effectue en partie à vitesse constante,
- La symétrie du phénomène, dans les fluides visqueux, à l'inverse de l'eau, cette symétrie étant influencée par l'angle d'attaque de la bulle à l'interface.
- Le temps de passage à l'interface qui dépend des propriétés physiques du couple de liquides et de la taille de la bulle.
- La longueur d'étirement de l'interface.

La variation du temps de passage ainsi que la longueur d'étirement ont été exprimés selon une loi de puissance en fonction d'un nombre adimensionnel, défini en fonction du diamètre équivalent de la bulle, des viscosités et des tensions superficielles et interfaciales des phases.

Les mesures de champs de vitesses déterminées par la technique PIV pour le système PAAm–huile de silicone 100 ont montré l'écoulement autour de la bulle avant, pendant et après la traversée de l'interface. Les champs de vitesses ont permis de mettre en évidence le rôle de l'interface qui freine la progression du sillage négatif dans la colonne liquide entraînée par la bulle.

Pour les sphères rigides, la présence d'instabilités de surface comparables aux instabilités de Rayleigh–Taylor et Kelvin–Helmholtz a été mise en évidence dans certains systèmes liquide–liquide. Un critère global permettant de définir les conditions d'apparition de telles instabilités a été élaboré en fonction du rapport des nombres de Morton des deux phases (ou le rapport des densités et viscosités) et le nombre de Reynolds dans la phase aqueuse. Ces instabilités apparaissent ainsi pour $Mo_1/Mo_2 > 10^7$, $Re_1 > 450$ et $\gamma/\kappa > 20$.

Les résultats de la simulation numérique par l'approche VOF ont permis de montrer que le phénomène de traversée de l'interface par une bulle est en bon accord avec l'expérience. De même, pour une sphère rigide, les instabilités interfaciales observées expérimentalement ont été obtenues en utilisant la méthode VOF.

Chapitre V

Etude de bulles toriques dans l'eau

Chapitre V

Etude de bulles toriques dans l'eau

V.1. Introduction

L'ascension d'une bulle dans un liquide sous l'effet de la poussée représente le cas le plus simple des écoulements diphasiques gaz/liquide. La bonne maîtrise de ces écoulements nécessite la compréhension des comportements des bulles de leur formation à leur disparition dans ces milieux liquides. Durant l'ascension, la bulle subit souvent des déformations, ce qui lui confère différentes formes selon sa taille et les caractéristiques du liquide qui l'entoure. Jusqu'à présent, la déformation des interfaces gaz/liquide demeure la difficulté majeure dans la modélisation des phénomènes polyphasiques (Best (1993), Chen *et al.* (1999)).

Parmi les formes possibles qu'une bulle peut présenter dans l'eau, on peut citer la bulle torique. L'étude du phénomène de la bulle torique a suscité l'intérêt des chercheurs dans plusieurs disciplines, notamment dans les domaines de la mécanique des fluides et de la biologie des animaux marins. Les études réalisées sur le sujet se sont focalisées d'une part sur la dynamique de la formation et l'ascension de la bulle et d'autre part sur la compréhension de son influence sur les comportements des dauphins qui produisent ce genre de bulles.

Le présent chapitre est consacré à l'étude expérimentale de bulles toriques. On s'intéressera notamment aux conditions de formation de la bulle torique, à sa vitesse en utilisant la visualisation par la caméra rapide, ainsi qu'au champ de vitesses du fluide qui l'entoure en utilisant la technique PIV (Vélocimétrie par Images des Particules).

Nous ferons d'abord dans ce qui suit une revue bibliographique des travaux antérieurs sur le sujet et le dispositif expérimental qui permet de générer ce genre de bulle. Puis, nous présenterons les résultats obtenus par la caméra rapide et le système PIV durant la formation et l'ascension de ces bulles dans la colonne. Une comparaison entre les bulles toriques produites par les dauphins et celles produites expérimentalement ainsi que la stabilité de ce genre de bulle feront le centre de notre étude en fin de ce chapitre avant la conclusion.

V.2. Description du phénomène

Une bulle torique est une bulle tridimensionnelle ayant la forme d'un tore. Ce genre de bulles est observé dans la nature chez les dauphins ou suite à des explosions sous-marines. Mais une production artificielle de ce genre de bulles n'est possible qu'en injectant, sous certaines conditions, de l'air à travers un orifice simple, un orifice annulaire, ou encore avec un obstacle placé à la sortie de l'orifice simple. Le tore se forme très rapidement, peu après l'injection. La figure V.1 montre deux bulles toriques, l'une produite en milieu marin par un dauphin et l'autre expérimentalement dans notre dispositif. On décrit la bulle torique par le rayon du tore R et le diamètre de la section du tore a . A l'injection, la vitesse de la bulle est très grande; elle diminue progressivement durant son ascension. Cette diminution de la vitesse est accompagnée par l'élargissement du tore et l'amincissement de sa section. Le liquide entourant la bulle se déplace en mouvement tourbillonnaire autour du tore et ascendant en son centre.

L'explication physique de la création d'une bulle torique retenue dans la littérature, est la suivante : une bulle initialement sphérique d'un diamètre supérieur à 2 cm peut rapidement devenir torique, à cause de la différence de pression d'eau entre le front et l'arrière de la bulle. Cette pression au front est plus faible qu'à l'arrière. Ainsi, à l'arrière de la bulle la forte pression domine la tension superficielle et œuvre à percer un trou au centre de la bulle. Ce dernier va se développer pour atteindre la surface supérieure de la bulle formant ainsi l'œil du tore.

Pendant son ascension, la bulle torique peut perdre sa stabilité et donc sa forme habituelle, et par conséquent, se fragmente en plusieurs petites bulles, elle est dite alors instable. Par contre, si elle arrive intègre jusqu'à la surface libre, la bulle est dite stable. L'étude de la stabilité consiste à chercher des critères qui prévoient la fragmentation de la bulle durant son ascension.

V.3. Revue bibliographique

Parmi les travaux de la littérature se rapportant au phénomène de la bulle torique, nous n'avons retenu et résumé que ce qui nous paraissait le plus important dans le contexte de notre étude. On peut classer ces travaux en deux types selon leurs domaines. Le premier concerne le domaine bio-marin, et plus précisément le comportement des dauphins; le second est celui de la dynamique des bulles dans des fluides newtoniens.

Dans la nature, on peut observer des bulles toriques dans les milieux marins, chez les dauphins qui restent les meilleurs producteurs de ce type de bulles (figure V.1), ainsi que chez certaines familles de baleines. L'étude de ces bulles présente un intérêt croissant, notamment pour

déterminer l'intelligence de ces espèces et pour mieux comprendre leur comportement tant individuel que social.

Les études réalisées sur les dauphins touchent, en plus des bulles toriques, les ondes sonores accompagnants les cris émis par ces espèces. Ces phénomènes sont en effet susceptibles d'être des jeux ou des moyens de communications entre ces espèces marines.

Pour étudier ces phénomènes, Marten *et al.* (1996) ont observé le comportement de plusieurs dauphins (dits *bottlenoses*) dans le parc aquatique de Hawaii (*Sea Life Park Hawaii*). Ils constatent alors que les dauphins possèdent plusieurs techniques pour générer des bulles toriques de différentes tailles, allant de 0,5 à 4 m environ. La plus simple de ces techniques est celle où le dauphin souffle la bulle avec ses soufflures (*blowholes*). Une autre technique consiste à créer un vortex invisible dans l'eau et à injecter ensuite l'air en direction de ce vortex, ce qui donne une forme torique à la bulle due à la circulation autour du tore.

Conformément à leurs observations, Marten *et al.* (1996) concluent que la génération de bulles toriques par les dauphins ne correspond ni à une réponse spontanée d'une alerte, et ni à une partie de leur code de communications. Ils ont plutôt retenu l'hypothèse d'un jeu ou de distraction entre les dauphins.

Afin d'étudier les facultés de production de bulles des dauphins, McCowan *et al.* (2000) ont examiné, par des méthodes statistiques, la production et la manipulation des bulles toriques générées par quatre dauphins *bottlenoses* de façon individuelle ou sociale. Ces statistiques montrent que les dauphins peuvent produire plusieurs types de bulles, regroupés en deux grandes familles, l'une ayant un caractère social et l'autre de jeu individuel. Les bulles toriques appartiennent à la deuxième famille, et présentent environ 25% de l'ensemble des bulles. Ils ont classé ces bulles toriques selon leurs formes en quatre catégories : la première comporte des bulles qualifiées d'excellentes, leur tore étant parfaitement fermé et quasi axisymétriques; la seconde correspond à des bulles dites bonnes avec un tore fermé mais pas axisymétrique; la troisième regroupe des bulles partiellement fragmentées sur un côté tandis que la dernière concerne les bulles complètement fragmentées en petites bulles. En plus des bulles toriques uniques, McCowan *et al.* (2000) ont de même étudié le cas de deux bulles successives, en examinant notamment la qualité de la deuxième bulle. Conformément à toutes leurs observations, ils ont conclu que les dauphins maîtrisent et contrôlent bien la qualité de leurs bulles toriques générées ceci mettant ainsi en évidence leur qualité de la planification anticipée.

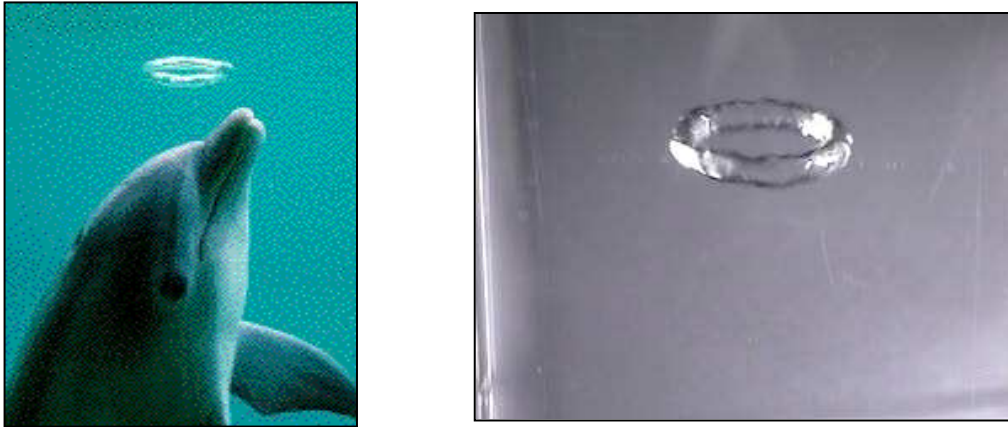


Figure V.1. Bulle torique: (à gauche) observée dans la nature chez le dauphin (*bottlenose*).
(à droite) générée artificiellement par notre dispositif.

Concernant le domaine de la dynamique de bulles, les études réalisées se sont focalisées sur deux thèmes essentiels : la formation du tore et la stabilité de la bulle pendant l'ascension. Nous présentons dans ce qui suit ces travaux selon ces thèmes.

La physique de la formation du tore la bulle est très complexe et peut être comparable à celle à l'éclatement d'une bulle à une surface libre, notamment en ce qui concerne le jet résultant du contact des deux interfaces; ceci qui rend la modélisation du phénomène très difficile. Pour les dauphins, le mécanisme de la formation de la bulle torique demeure méconnu à cause de la complexité du processus d'expiration du dauphin, l'air circulant des poumons jusqu'à l'événement. Depuis les années cinquante, quelques études basées sur différentes méthodes se sont focalisées sur le phénomène de la bulle torique. Parmi ces études on peut citer celles de Walters et Davidson (1963), Pedley (1968), Lundgren et Mansour (1991); Best (1993) et Brun (2003).

Walters et Davidson (1963) étaient les premiers à étudier expérimentalement la formation et l'ascension de bulles tridimensionnelles y compris la bulle torique. Pour ces dernières, l'étude s'est portée sur l'estimation des circulations associées aux vortex toriques autour des bulles pour des volumes allant de 6 à 110 cm³. Le phénomène de génération et d'ascension a été visualisé par une caméra à 80 images/s, mais aucun détail n'a été fourni quant aux conditions d'injection et le processus de la formation du tore. Ils ont constaté que la circulation autour du tore restait constante après la formation de la bulle torique. Leur modèle (équation 2.1) est basé sur la formule de Lamb

(1932) des vortex toriques autour de solides, en considérant la bulle comme étant le cœur du vortex, donc, indéformable.

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{1}{4} \right) \quad (\text{V.1})$$

R est le rayon du tore, a le rayon de la section de la bulle (diamètre du cœur), et Γ la circulation associée autour du tore. Cette circulation atteinte au moment de l'apparition du tore est considérée comme constante par la suite. Pour estimer cette circulation, ils ont considéré une bulle initialement sphérique et une formation du tore sous l'effet de la poussée d'Archimède, par la pénétration d'un jet liquide au centre de la bulle, en mouvement ascendant et de manière axisymétrique par rapport à l'axe vertical de la bulle. L'écoulement est supposé irrotationnel, incompressible et non visqueux et les effets de la tension superficielle sont négligés. Durant la formation du tore, la circulation représente la différence de potentiel de vitesse entre le centre de la bulle et son côté, cette circulation est considérée constante après la formation, sa valeur est estimée en fonction du volume de la bulle V par :

$$\Gamma = 3g^{\frac{1}{2}} V^{\frac{1}{2}} \quad (\text{V.2})$$

Comparé aux résultats expérimentaux, ce résultat a été jugé satisfaisant pour des volumes de bulle allant jusqu'à $25 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ environ.

En prenant en compte la force de la masse ajoutée correspondant à l'inertie propre du liquide déplacé par la bulle, la force de portance de Kutta-Joukowski et la poussée d'Archimède et en négligeant la force de traînée ainsi que la déformation de la section du tore, l'équation de quantité de mouvement s'écrit:

$$\rho S \frac{du}{dt} = \rho \Gamma \wedge u + \rho g S \quad (\text{V.3})$$

où $S = \pi a^2$ est l'aire de la section droite du tore.

Pedley (1968) a étudié théoriquement le parcours de la bulle torique après sa formation et jusqu'à sa fragmentation, en calculant ses caractéristiques (vitesse ascensionnelle et diamètre), et en

déduisant l'écoulement du fluide qui l'entoure ainsi que le comportement de la bulle au cours de son ascension afin d'évaluer sa stabilité.

Il a obtenu des expressions du rayon et de la vitesse de la bulle en fonction du temps mais sans tenir compte de la viscosité. En réalité l'écoulement est loin d'être irrotationnel, et la vorticité est continuellement crée à la surface de la bulle et diffusée dans le fluide qui l'entoure.

$$R = \left(R_0^2 + \frac{gV}{2\pi^2\Gamma} t \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{V.4})$$

$$U = \frac{2\Gamma}{R} \ln \frac{8R}{a} \quad (\text{V.5})$$

Concernant la stabilité, Pedley (1968) a précisé que les bulles toriques avaient des durées de vie limitées. Ainsi, durant leur ascension, elles deviennent instables ce qui cause leurs fragmentations. Celle-ci est due selon lui à une compétition entre les effets stabilisants et déstabilisants, la stabilité de la bulle étant gouvernée par la résultante de ces effets. En fait, les effets déstabilisants sont essentiellement dus   la tension superficielle qui augmente continuellement avec la diminution de la section du tore. Par contre, les effets stabilisants sont liés à la circulation autour du tore et diminuent à la surface de la bulle sous l'action de la viscosité, en même temps que la vitesse. Il a ainsi constaté que la stabilité dépendait de la circulation mais pas de la vorticité à sa surface. Un temps critique au bout duquel la bulle devient instable a été approximativement estimé en fonction de la circulation, la tension superficielle et la viscosité du liquide par la relation :

$$t_{\text{critique}} = \frac{3\Gamma}{8\nu} \left(\frac{\rho a^3}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{V.6})$$

Dans leur étude expérimentale, Walters et Davidson (1963) n'ont observé que des bulles toriques stables, générées dans un réservoir d'environ 1 m de hauteur, et pour des volumes de bulles différents. En commentant cette absence d'instabilité, Pedley (1968) a estimé, en se basant sur ses analyses, que la hauteur de leur réservoir n'est pas suffisante dans leurs expériences, et que les instabilités devraient apparaître à partir d'une hauteur de 1,5 m.

Plus récemment, Lundgren et Mansour (1991) ont étudié numériquement le mouvement de la bulle torique. Ils ont réalisé deux séries de calculs, la première concerne la formation d'une bulle torique à partir d'une bulle sphérique en mouvement sous l'effet de la gravité et la deuxième considère l'ascension d'une bulle torique après sa formation. Le calcul a été réalisé en utilisant la

méthode des intégrales aux frontières (*Boundary-integral method, BIM*), en supposant un mouvement irrotationnel du liquide, un volume de bulle constant, une pression uniforme du gaz dans la bulle et une viscosité négligeable. Dans le calcul de la formation du tore, ils ont tenu compte, contrairement à Walters et Davidson (1963), de l'effet de la tension superficielle pour déterminer la circulation. Le calcul numérique s'arrête au moment où le contact a lieu entre les deux interfaces : supérieure (celle du front de la bulle) et inférieure (à l'arrière de la bulle qui se déforme sous l'effet du jet liquide ascendant). Les résultats de la simulation montrent que la circulation autour du tore est inversement proportionnelle au volume initial. Pour des bulles de $1,9 \text{ cm}^3$ de volume, le tore ne se forme pas et la bulle prend une forme de calotte sphérique en fin de processus.

Dans un deuxième temps et par la méthode BIM, Lundgren et Mansour (1991) ont décrit numériquement l'évolution de la forme de la bulle torique et notamment de la section du tore (variation du rapport R/a) dans le temps. Au début des calculs, ils ont considéré une section circulaire du tore avec un rapport $R/a = 5$. Cette hypothèse a pour but de minimiser l'effet de la courbure du tore. La vitesse ascensionnelle de la bulle est déterminée à partir de la concentration du vortex au centre de la bulle torique.

Les bulles toriques formées par cavitation sont à l'échelle millimétrique. Best (1993) a étudié numériquement la formation de la bulle torique suite à l'affaissement d'une cavité au voisinage d'une paroi rigide en utilisant la méthode d'intégrale aux frontières BIM. La transformation de la cavité en tore est due à la formation d'un jet liquide de grande vitesse qui pénètre la bulle, pour lui donner la forme torique. Ce processus concerne des bulles de rayon initial n'excédant pas 1mm. Dans son calcul, Best (1993) a négligé la compressibilité du gaz dans la bulle ainsi que les effets de la viscosité et de la tension superficielle. Il a justifié la non prise en compte de l'effet de la tension superficielle dans son modèle par la méconnaissance du rôle de cette dernière dans la formation du jet liquide à cause de la complexité du phénomène, notamment en phase finale de la création du tore (perçage de la bulle).

Dans le même contexte de la formation du tore par cavitation, Zhang *et al.* (1993) ont examiné le phénomène analytiquement en utilisant le théorème d'écoulement potentiel (*Potential Flow Theory*) et numériquement par une approche basée sur la méthode BIM. Leur étude est basée sur un écoulement irrotationnel et incompressible; les effets de viscosité et de tension superficielle sont négligés à cause de la rapidité du phénomène de la formation.

Matsumoto *et al.* (1999) ont simulé numériquement la génération d'une bulle torique en se basant sur des expériences réalisées en injectant de l'air dans une colonne d'eau via un orifice circulaire surmonté d'un bouchon (obstacle) mobile, obligeant ainsi l'air à passer autour de cet

obstacle pour former un tore dès son injection. Leur système d'injection permet à l'obstacle d'effectuer un déplacement vertical contrôlé. La simulation a été développée en utilisant une version modifiée d'un code interne dit "MARS". Ce dernier est basé sur la méthode VOF (*Volume Of Fluid*). Les résultats obtenus par la simulation permettent d'expliquer le processus de la formation comme suit :

L'écoulement d'air injecté dans l'orifice crée un vortex dans la bulle autour de l'obstacle. Le déplacement de l'obstacle permet d'ajuster la vitesse au centre la bulle. La distribution de vitesse autour de l'ensemble se développe pour donner la forme du tore.

Lors de leurs études sur l'évolution de la forme d'une bulle dans des fluides visqueux, Chen *et al.* (1999) ont évoqué le changement de la forme d'une bulle sphérique en bulle torique à cause des instabilités numériques dans leurs calculs. Ils ont utilisé une méthode modifiée de VOF et pris en compte l'effet de la tension superficielle. Ils ont étudié la transformation d'une bulle initialement sphérique en bulle torique ainsi que l'ascension de celle-ci pour différentes valeurs des nombres de Reynolds et de Bond afin de dégager les influences de la tension superficielle, des rapports de masses volumiques et de viscosités gaz/liquide. Pour un rapport de masses volumiques liquide/gaz donné, leurs résultats de simulations réalisées pour des valeurs de tension superficielle élevées (donc pour des nombres de Bond faibles d'environ 5) montrent que le jet du liquide ne progresse pas loin dans la bulle qui prend alors une forme ellipsoïdale par la suite. Mais pour de faibles tensions superficielles (grand nombre de Bond), le liquide pénètre plus loin dans la bulle qui prend la forme d'un champignon au début et devient torique plus tard. Le temps de création du tore est proportionnel à la tension superficielle. Concernant l'effet de la viscosité du liquide sur la formation de la bulle torique, les résultats numériques montrent pour des nombres de Reynolds faibles de l'ordre de 10, que la bulle ne peut avoir la forme torique mais celle d'une calotte sphérique. Par contre le tore peut se former pour des nombres de Reynolds allant de 100 à 500. Pour les différents rapports de masses volumiques gaz/liquide, les influences concernent essentiellement le temps de la formation et la vitesse d'ascension de la bulle. Ainsi, pour un rapport de masses volumiques faible, le temps de formation du tore est plus important et la vitesse de la bulle est plus faible que celle correspondant à des rapports de masses volumiques plus grands.

Plus récemment, Ruban et Rasmussen (2003) ont étudié théoriquement le phénomène de la bulle torique par une approche variationnelle, en déterminant l'évolution de la forme de la bulle. Cette approche est basée sur la résolution de l'équation d'Euler pour les écoulements parfaits en utilisant les méthodes hamiltonienne et lagrangienne. Avec ces méthodes, l'analyse est

considérablement simplifiée pour ce genre d'écoulement, en passant d'un problème tridimensionnel à un problème bidimensionnel au niveau des interfaces. Dans leur modèle, ils ont considéré un écoulement axisymétrique et incompressible, non visqueux et irrotationnel et le gaz compressible et adiabatique dans la bulle. Le mouvement est décrit par trois degrés de liberté : la position verticale de la bulle, le rayon du tore et le volume total de la bulle. Les résultats obtenus concernant notamment l'évolution de la position verticale de la bulle, le rayon du tore et le volume total de la bulle présentent des oscillations au cours l'ascension de la bulle. Pour des circulations importantes, les amplitudes de ces oscillations sont faibles pour la position et le rayon, mais plus importantes pour le volume. Ces résultats sont qualitativement en accord avec ceux de Lundgren et Mansour (1991). Pour tenir compte de la stabilité de la bulle, un critère a été développé, reliant le rayon et le volume de la bulle en fonction bien évidemment de la circulation et de la tension superficielle. Alors, dès qu'une bulle ne satisfait pas ce critère pendant son ascension, elle se déstabilise, se fragmente en plusieurs petites bulles.

Pearson *et al.* (2004) ont étudié numériquement les interactions de bulles à l'approche d'une surface libre en améliorant la méthode BIM. Leurs résultats montrent la formation d'une bulle torique lors de son implosion près de la surface libre du fait de l'impulsion de Kelvin, la bulle étant alors percée de haut en bas à partir de son front. Cette formation de la bulle est semblable à celle de Zhang *et al.* (1993). Des champs de vitesses et de pressions détaillés ont été calculés numériquement permettant ainsi la compréhension du phénomène. Notons que le diamètre des bulles n'excède pas 4 mm dans leurs calculs.

Des simulations numériques réalisées par Ohta *et al.* (2005) ont permis d'examiner l'influence des conditions initiales sur la forme finale d'une bulle ascendante dans un fluide visqueux, en utilisant la méthode CLSVOF qui est une combinaison des méthodes VOF et la méthode *Level Set* et en considérant l'écoulement bidimensionnel et axisymétrique. Ils ont réalisé des calculs pour des nombres d'Eötvös (Eo) élevés et de faibles nombres de Morton (Mo). Les résultats des calculs montrent qu'une bulle initialement sphérique peut prendre une forme torique pour $Eo = 182$ et $Mo = 9,9 \cdot 10^{-6}$ ou $Eo = 464$ et $Mo = 6,5 \cdot 10^{-6}$, au lieu d'une forme calotte-sphérique. Il est fort possible que ce phénomène soit dû à des instabilités numériques, car cette influence des conditions sur la forme de la bulle n'est pas constatée pour des nombres de Eötvös et de Morton faibles.

Le phénomène de la bulle torique dans l'eau, de sa formation à sa fragmentation, a été mis en évidence par les travaux déjà cités de manière expérimentale et numérique. Mais le phénomène est loin d'être compris à cause des nombreux paramètres qui le gouvernent, tels que la tension

superficielle, la viscosité et l'impulsion associée à l'injection de l'air dans l'eau. Les travaux expérimentaux antérieurs (Walters et Davidson (1963) et Matsumoto *et al.* (1999)) restent très limités, face à la complexité du phénomène, à la formation et à la fragmentation de la bulle. On a constaté que les images de la formation de ce genre de bulle étaient rares, maintenant ainsi l'ambiguïté de la description précise du phénomène. Il nous paraît donc nécessaire d'étudier la formation du tore de près, pour décrire en détail cette phase du parcours de la bulle torique. Nous allons donc nous intéresser dans ce qui suit à la formation et à l'ascension de la bulle torique. L'originalité dans ce travail repose sur la technique de visualisation utilisée (caméra rapide à 950 image/s) d'une part et sur la caractérisation de l'écoulement proche de la bulle en déterminant les champs de vitesses et de vorticité du liquide qui l'entoure grâce à la technique PIV. Nous allons aussi comparer les caractéristiques de nos bulles obtenues expérimentalement à celles générées par les dauphins *bottlenoses* reportées dans la littérature.

V.4. Dispositif et démarche expérimentaux

V.4.1. Montage expérimental

Nos expériences ont été réalisées dans une colonne à bulle en plexiglas de section carrée de 0,18 m de côté et de 1 m de hauteur contenant de l'eau déminéralisée. La colonne est munie d'un système d'injection discontinue. Les bulles d'air sont générées grâce à un orifice vertical en PVC placé au fond de la colonne et de 2 mm de diamètre. L'air initialement comprimé passe dans un réservoir tampon d'un litre de volume qui assure la compensation d'une éventuelle chute de pression au moment de l'injection. A la sortie du réservoir tampon, l'air est injecté via une électrovanne située au plus près de l'injecteur et reliée à un ordinateur de commande pour contrôler le temps d'injection (et par conséquent le volume) et la période de l'injection (cf. détails dans le chapitre I). La pression dans le réservoir tampon est contrôlée par un manomètre latéral (voir figure V.2).

Le système vidéo numérique rapide décrit dans le chapitre I est utilisé pour visualiser la formation de la bulle au niveau de l'orifice et son ascension le long de la colonne jusqu'à la surface libre. Un caméscope numérique (*SONY*) est utilisé pour réaliser des statistiques sur la qualité des bulles toriques durant leur ascensions.

Le système PIV bidimensionnel (*DANTEC Dynamics*) est utilisé pour déterminer les champs de vitesses et de vorticité autour de la bulle. L'ensemencement de la phase continue est réalisé en utilisant un traceur sous forme de microsphères de verre creuses argentées légères ($\rho = 1400 \text{ kg.m}^{-3}$) dont le diamètre est compris entre 10 à 30 microns.

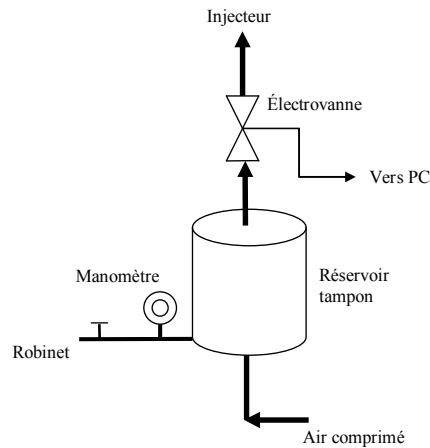


Figure V.2. Schéma du dispositif d'injection.

V.4.2. Démarche expérimentale

Afin d'étudier l'influence des conditions opératoires sur la vitesse et la stabilité de la bulle torique, on a choisi d'agir sur la pression dans le réservoir tampon et sur le temps d'ouverture de l'électrovanne.

Les expériences se déroulent en injectant de l'air dans la colonne, après avoir réglé la pression dans le réservoir tampon et le temps d'injection. Les neuf conditions d'injection utilisées représentent la combinaison de trois pressions relatives (0,14; 0,28 et 0,55 bars) et de trois temps d'injection (15; 30 et 40 ms). Ces paramètres d'injection ont été choisis après plusieurs visualisations du phénomène dans des gammes de pression et de temps d'injection allant respectivement de 0,1 bar (pression statique minimale) à 0,7 bar et de 8 ms (temps de réponse minimal de l'électrovanne) à 50 ms. Le choix de ces paramètres permet ainsi de balayer les différents comportements de la bulle observés pendant les essais préalables. On notera que la période d'injection, (temps entre deux injections), et le temps d'ouverture de l'électrovanne sont des temps imposés dépendant de la précision de l'horloge interne de l'ordinateur de commande.

Les volumes des bulles correspondant à chacune des conditions sont mesurés par empotage (en récupérant les bulles en haut de la colonne dans une éprouvette). Cette technique permet d'obtenir une bonne précision des résultats (erreur de l'ordre de 5%). Une correction appropriée à chaque volume mesuré est nécessaire pour tenir compte des petites bulles éjectées lors de la création du tore.

Sur la figure V.3 sont présentés les volumes de bulles toriques corrigés correspondant aux pressions et aux temps d'injection déjà cités.

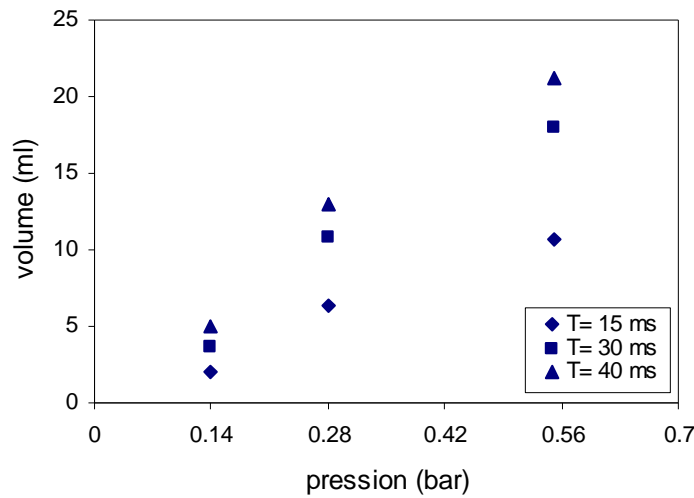


Figure V.3. Volumes de bulles toriques obtenus en fonction de la pression dans le réservoir et du temps d'ouverture de l'électrovanne.

V.5. Bulle torique: de sa formation à sa disparition

Pour mettre en évidence l'évolution d'une bulle torique de sa formation à sa disparition, nous l'avons suivie avec le caméscope numérique le long de la colonne, de son injection à son arrivée à la surface libre. La difficulté est alors de suivre la même bulle en conservant une bonne précision des mesures, notamment au cours de son ascension. La figure V.4 présente des séquences du film obtenu. On ne peut avoir une calibration de ces images en raison de la position plongeante du caméscope qui change lors de l'ascension de la bulle. Cette technique nous permet de visualiser l'élargissement dans le temps de la bulle le long de la colonne. La formation, l'ascension de la bulle ainsi que sa désintégration seront développées en détails dans les paragraphes qui suivent.

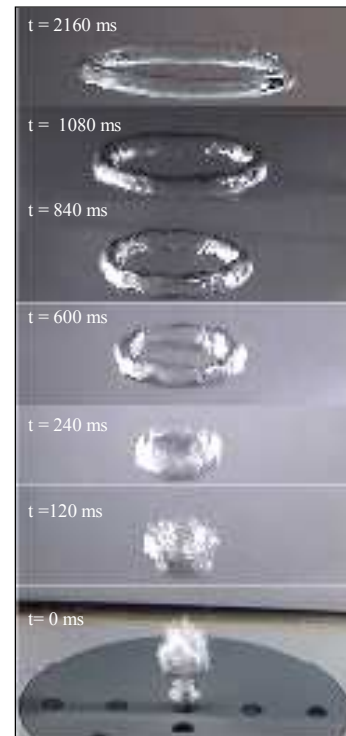


Figure V.4. Images de bulle torique : la formation et l'ascension.

V.6. Formation de la bulle torique

V.6.1. Description de la formation

Cette section est consacrée à l'étude expérimentale de la formation de la bulle torique à l'orifice. Elle est basée sur l'observation, durant la formation de la bulle, des images obtenues avec la caméra rapide et des champs de vitesses autour de la bulle réalisés par PIV.

Avec la caméra rapide, nous avons pu obtenir des images originales nous permettant de décrire en détail la formation de la bulle. La figure V.5 montre la formation de bulle torique à l'orifice pour deux cas de pression dans le réservoir tampon : 0,14 et 0,28 bar et pour des temps d'injection de 15 et 30 ms respectivement. Ces images montrent la formation assez rapide d'un champignon qui s'agrandit pendant l'injection et finit par se transformer en bulle torique.

A partir de ces images, nous pouvons constater la formation du tore correspondant à celle déjà décrite dans la partie bibliographique, à savoir la pénétration d'un jet liquide à la base de la bulle du fait de l'inertie de la pulsion du jet lors de l'injection au niveau de l'orifice. L'air injecté dans la colonne à travers la buse prend d'abord la forme d'un champignon qui se détache rapidement de l'orifice pour former la bulle. L'ascension de cette dernière est accompagnée de l'introduction du jet d'eau à l'arrière. On peut distinguer trois étapes après l'injection et avant la formation finale du tore :

- La première commence dès l'injection de l'air dans la colonne, jusqu'au détachement de la bulle. Elle est caractérisée par la formation d'une bulle sous forme de champignon.
- La deuxième concerne le début du perçage de la bulle par le jet liquide jusqu'à la formation d'un trou dans l'axe de la bulle. Cette étape est caractérisée par l'instabilité de la forme de la bulle qui change considérablement. La fin de cette étape s'accompagne de la formation du tore après la rupture du front de la bulle qui se détache sous forme d'une petite bulle en calotte sphérique. Cette rupture est probablement due au gradient de vitesse qui affaiblit les forces de tension superficielle qui permettent d'assurer le maintien de l'intégrité de la bulle. On notera pour cette étape qu'il peut y avoir un premier perçage de la bulle avant le perçage final, mais le trou obtenu se referme rapidement notamment dans la partie fine située près du front de la bulle du fait de la pression interne qui y règne, provoquant ainsi une résistance à l'écoulement du liquide (figure V.5a).
- La dernière étape correspond à la phase finale de la formation du tore qui s'élargit. Une circulation du liquide se met en place autour du tore ainsi formé qui conserve alors sa stabilité.

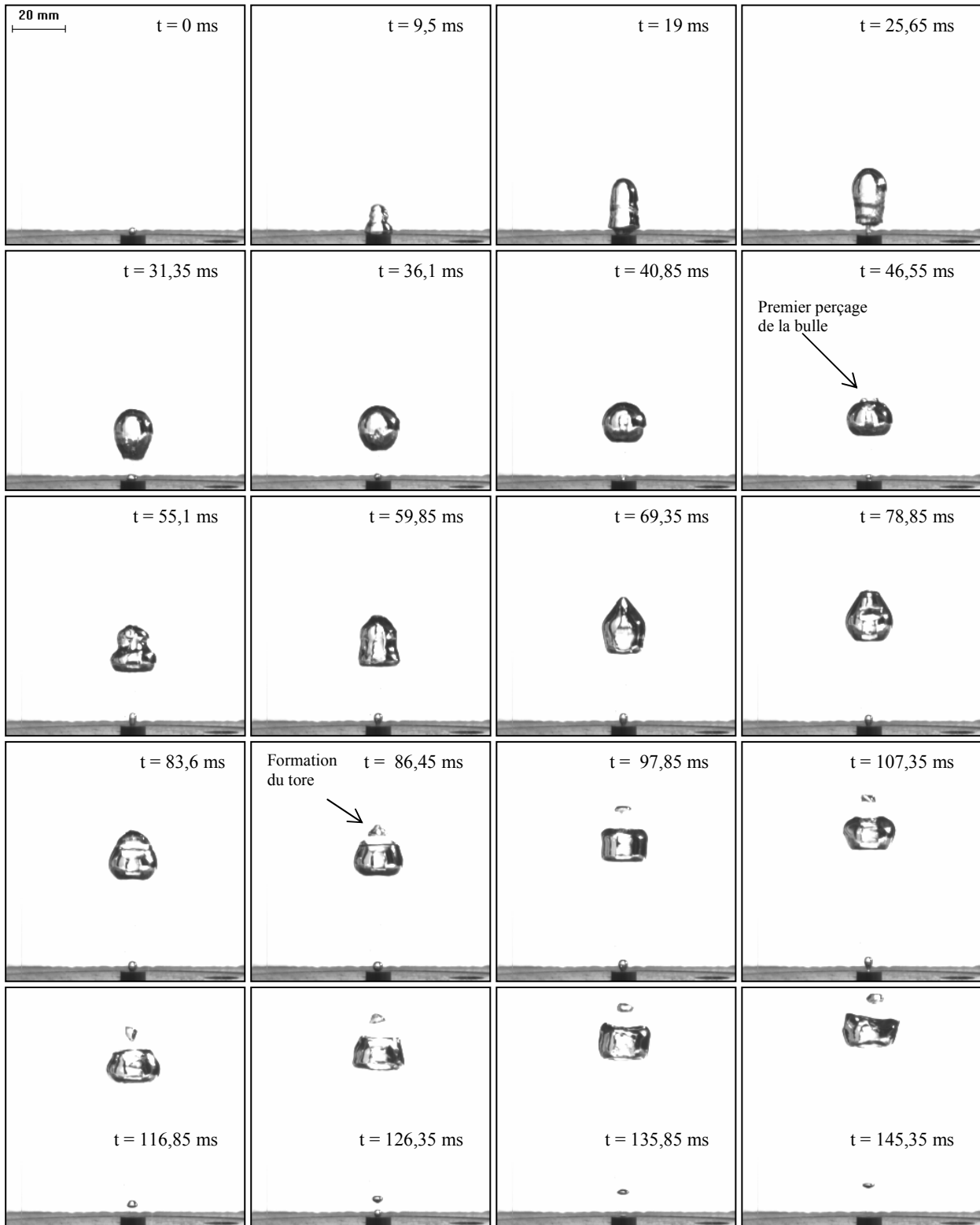


Figure V.5a. Cas de formation d'une bulle torique ($V_b = 2 \text{ mL}$, $P_r = 0,14 \text{ bar}$ et $t_i = 15 \text{ ms}$).

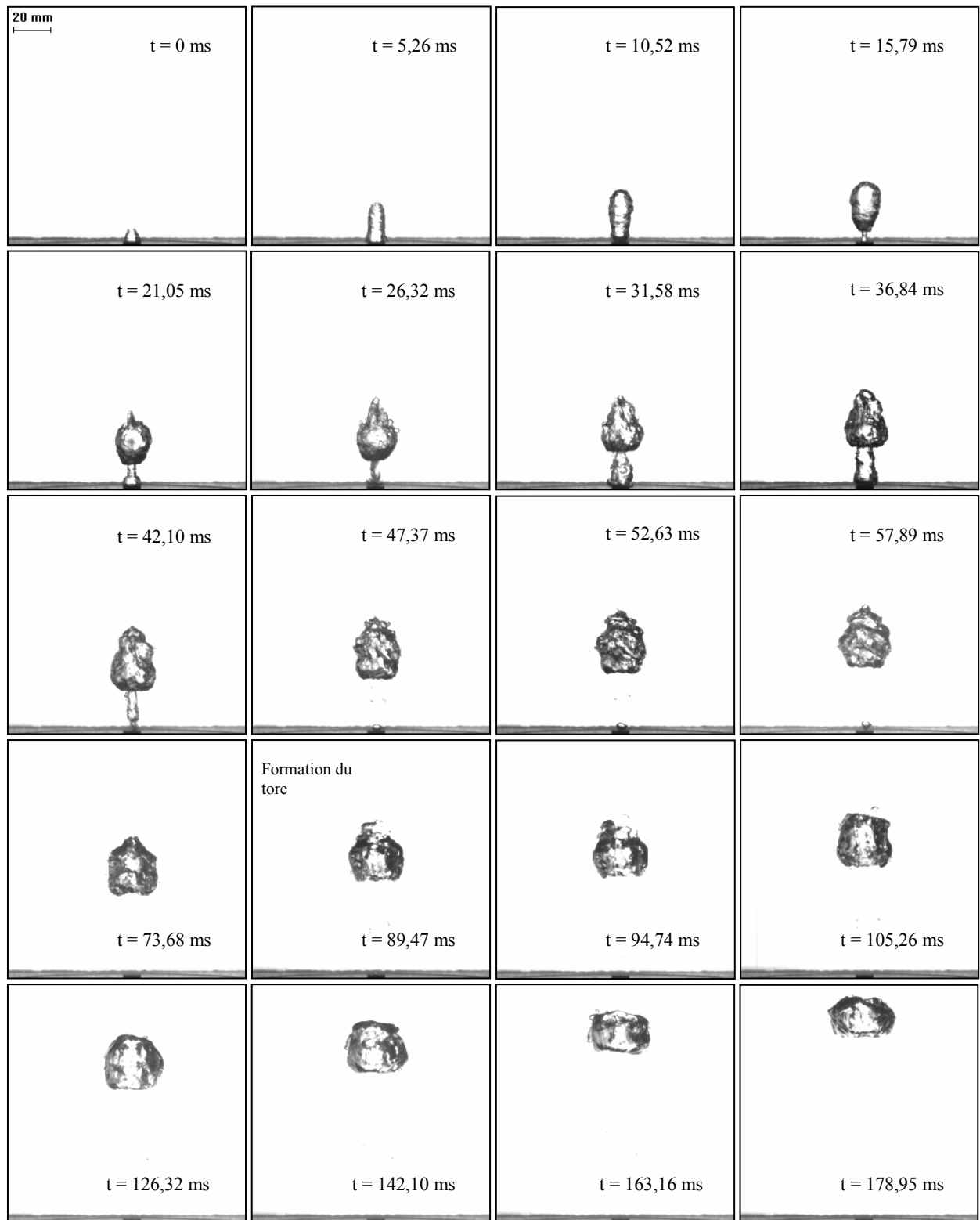


Figure V.5b. Cas de formation d'une bulle torique ($V_b = 10,26$ mL, $P_r = 0,28$ bar et $t_i = 30$ ms).

Figure V.5. Deux cas types de formation de bulles toriques.

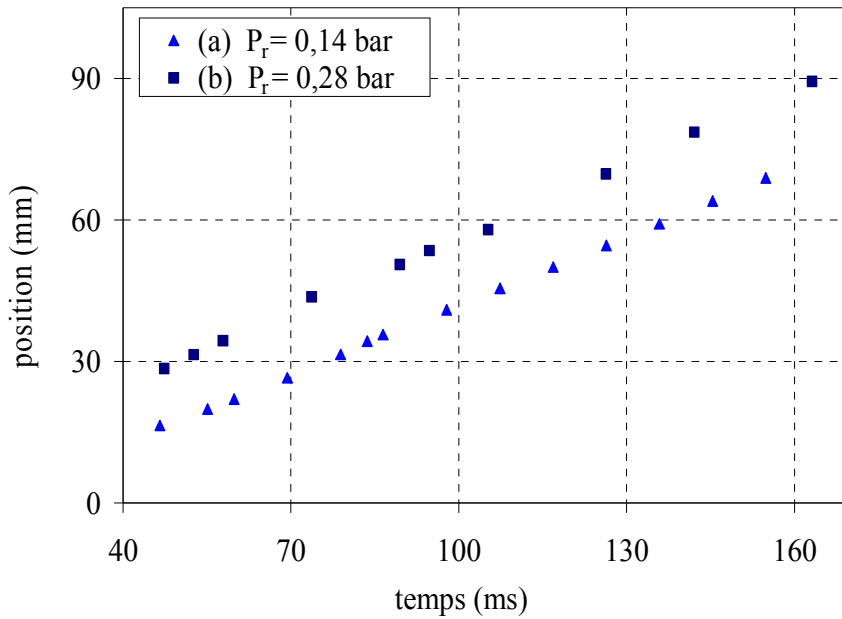


Figure V.6. Evolution de la position de la base de la bulle durant sa formation, correspondant à la figure V.5.

La figure V.6 montre l'évolution de la position des bases de bulles présentées sur la figure V.5. La formation du tore a eu lieu à une hauteur d'environ 36 et 51 mm au-dessus de l'orifice pour les pressions de 0,14 et 0,28 bar respectivement et les vitesses ascensionnelles obtenues après la formation du tore sont de l'ordre de 0,49 m/s et 0,56 m/s respectivement. Ces vitesses diminuent durant l'ascension des bulles à cause de la dissipation de la quantité de mouvement due à la circulation autour du tore.

Pour les autres conditions expérimentales citées auparavant, nous avons globalement le même processus de formation de bulle, mais avec des temps de formation différents. Le tableau V.1 regroupe les différentes caractéristiques de formation des bulles pour toutes les conditions opératoires utilisées avec, notamment, les ordres de grandeurs du temps du premier perçage (s'il y a lieu), du temps de la formation de la bulle ainsi que la hauteur correspondant à cette formation. Ces caractéristiques sont des moyennes sur plusieurs mesures (cinq au minimum).

Le tableau V.1 montre que la formation de la bulle se produit dans ces conditions, sur une hauteur comprise entre 30 et 70 mm au-dessus de l'orifice. Cette hauteur étant globalement proportionnelle à la pulsion de l'injection, soit la pression dans le réservoir tampon. Le temps correspondant à la formation du tore est de l'ordre de quelques dizaines de millièmes de seconde

(entre 30 et 80 ms) après son détachement. On remarque ici que pour une pression donnée, le temps de formation du tore est d'autant plus long que le volume des bulles est plus faible, cela peut être expliqué par la résistance à la pénétration du jet liquide dans la bulle en raison de la forte tension superficielle liée à un petit rayon de courbure.

Pression (bar)	0,14			0,28			0,55		
Temps d'injection (ms)	15	30	40	15	30	40	15	30	40
Volume de la bulle (mL)	1,9	3,42	4,75	6,08	10,26	12,35	10,17	17,10	20,05
Temps ⁽¹⁾ du premier perçage (ms)	22	22	21	31	-	-	-	-	-
Temps ⁽¹⁾ de formation (ms)	60	56	42	77	42	35	51	39	34
Hauteur ⁽²⁾ de la formation (mm)	35	40	45	44	52	50	53	60	58

Tableau V.1. Caractéristiques de la formation de bulles toriques.

⁽¹⁾ Temps estimé à partir du détachement de la bulle de l'orifice.

⁽²⁾ Hauteur de la formation mesurée entre l'orifice et la base de la bulle.

V.6.2. Champs de vitesses autour d'une bulle à la formation

Après avoir abordé la visualisation de la formation de la bulle par la caméra rapide, nous présenterons dans ce qui suit les mesures de champs de vitesses autour de la bulle en formation obtenus par la technique PIV. Notons toutefois que ces mesures sont difficiles à réaliser du fait de la limitation de la fréquence de prise de vue de la caméra du système PIV par rapport à la rapidité du phénomène et de la synchronisation de la prise de vue avec la formation rapide du tore. Ainsi, nous n'avons pu obtenir plus de deux images de la bulle en formation pour chaque film réalisé. Nous présentons dans ce qui suit les cas les plus intéressants, pour les quels la deuxième ou la troisième étape est bien visible. Deux cas de bulles toriques produites dans notre dispositif ont été choisis, correspondant pour l'un à un bon taux de réussite (cf. section V.9) de la production de la bulle torique (52%) et pour l'autre à un taux modéré (32%).

Les résultats des mesures réalisées par PIV pour ces deux cas de bulle en formation sont présentés sur les figures V.7 et V.8, avec notamment les images de bulles, les champs de vitesses, les lignes de courants ainsi que les champs de vorticité correspondants. La figure V.7 montre les mesures correspondant à une bulle de 3,42 mL de volume correspondant à une pression de 0,14 bar dans le réservoir et un temps d'injection de 30 ms. Entre les deux images prises par PIV, le perçage de la bulle a lieu sous l'effet du jet liquide en mouvement ascendant dans la bulle. La vitesse maximale du jet atteint une valeur d'environ 0,16 m/s à environ 30 mm de l'orifice. L'installation de la circulation autour du tore est bien visible, notamment du côté gauche (l'ombre de la bulle du côté droit empêche la détection des particules de traceur dans le liquide, d'où un manque d'information dans cette zone). Nous constatons aussi que dans ce cas, le jet liquide est relativement axisymétrique à cause de la faible pulsion à l'injection. L'intensité du champ tourbillonnaire est traduite en couleur. Sur le champ de vorticité, les valeurs positives représentant une circulation opposée au sens trigonométrique et inversement. On distingue deux zones de vorticité, positive du côté droit et négative du côté gauche. En dehors de ces deux zones, les tourbillons sont peu prononcés, indiquant une rotation en bloc autour du tore. Cependant, sur la carte des lignes des courants on remarque loin de la bulle l'existence de petits vortex (dans lesquels la vitesse du liquide n'excède pas à 0,02 m/s) et qui présentent les résidus de la turbulence associée à l'impulsion de l'injection. Ces vortex seront dissipés par la suite, après la stabilisation de l'écoulement autour de la bulle.

La figure V.8 montre les mesures correspondant à une bulle de 10,26 mL de volume correspondant à une pression de 0,28 bar dans le réservoir et un temps d'injection de 30 ms. Les résultats sont en général similaires au cas de la figure V.7; la différence réside dans le fait que le jet liquide qui crée le tore est asymétrique entraînant un perçage plus prononcé du côté droit de la bulle. La vitesse maximale est dans ce cas de 0,30 m/s et la zone de circulation autour du tore est plus large dans l'espace, d'où absence des petits vortex résiduels de l'injection.

V.7. Visualisation de l'ascension de bulles toriques

Après avoir suivi la formation de la bulle torique près de l'orifice, nous allons nous intéresser à son ascension jusqu'à la surface libre de la colonne. Les caractéristiques principales de cette phase de la vie de la bulle torique sont l'élargissement de son tore et la diminution progressive de sa vitesse ascensionnelle jusqu'à l'arrivée à la surface libre.

Nous présenterons dans un premier temps les images de bulles prises par la caméra rapide à différentes hauteurs dans la colonne, puis les vitesses ascensionnelles des bulles estimées par analyse d'image pour chaque hauteur et chaque condition d'injection. Enfin, nous présenterons des résultats de mesures de champs de vitesses et de vorticités autour des bulles obtenus par la technique PIV.

V.7.1. Images de bulles toriques en ascension obtenues par caméra rapide

En modifiant le champ de vision de la caméra rapide, nous avons pu filmer l'ascension des bulles toriques le long de la colonne pour les différentes conditions opératoires déjà citées en prenant soin de conserver une zone de recouvrement entre deux hauteurs successives. L'analyse des films a montré la reproductibilité des résultats, les bulles ayant des caractéristiques similaires pour les mêmes conditions de pression et de temps d'injection et notamment en ce qui concerne la vitesse ascensionnelle et le diamètre externe de la bulle.

Nous avons sélectionné les bulles ayant des caractéristiques similaires pour chaque condition de pression et de temps d'injection, afin de déterminer l'évolution de la vitesse ascensionnelle et le diamètre de la bulle le long de la colonne.

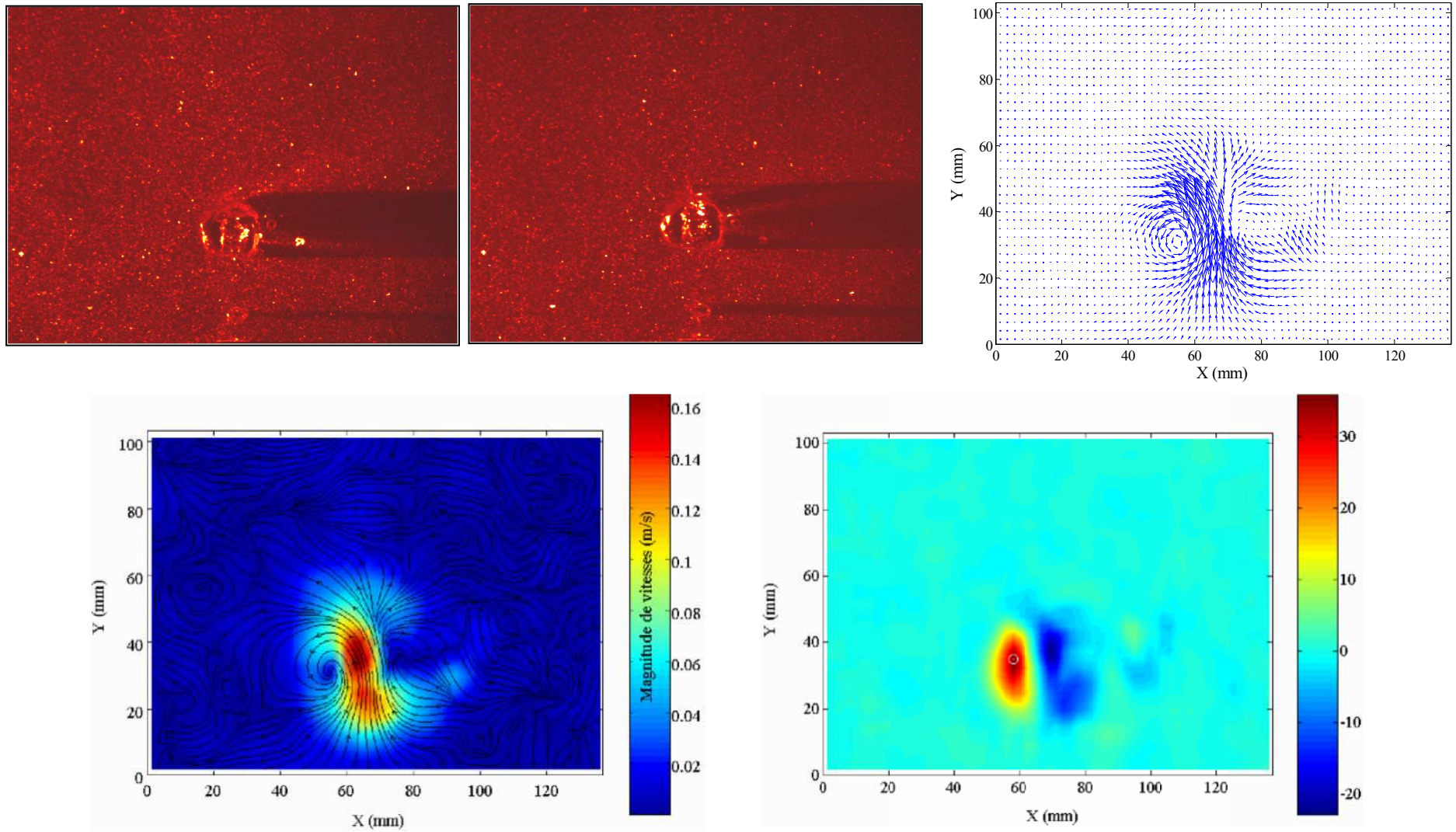


Figure V.7. Mesures par PIV autour d'une bulle torique en formation ($V_b = 3,42$ mL, $P_r = 0,14$ bar et $t_i = 30$ ms). Images à 2 ms d'intervalle, champ de vitesses, lignes de courant et carte de vorticité.

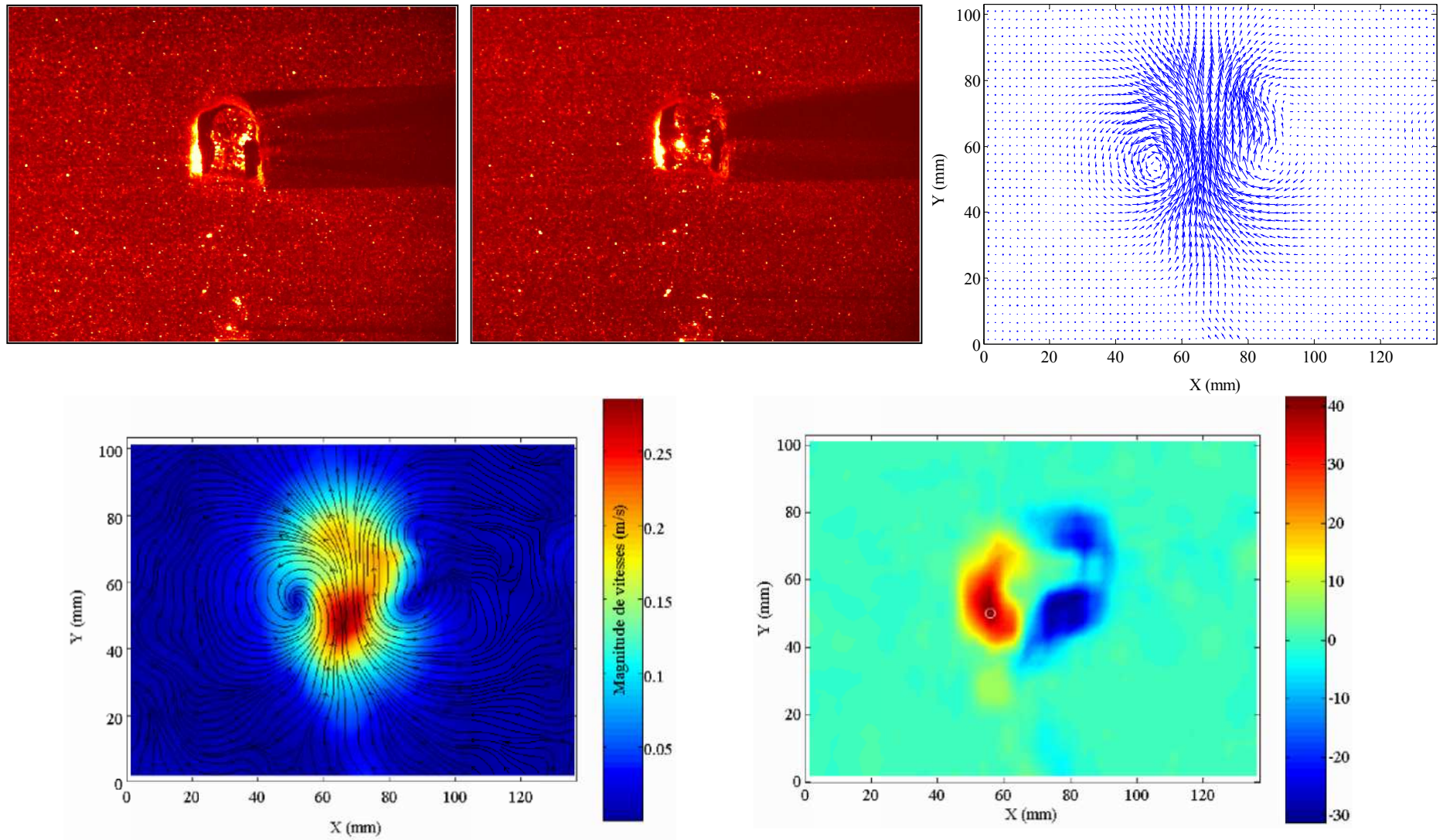


Figure V.8. Mesures par PIV autour d'une bulle torique en formation ($V_b = 10,26$ mL, $P_r = 0,28$ bar et $t_i = 30$ ms).
Images à 5 ms d'intervalle, champ de vitesses, lignes de courant et carte de vorticité.

Sur les figures V.9 et V.10 sont présentées quelques séquences des ascensions de bulles toriques de 10,26 et 20,02 mL de volume respectivement. L'évolution de la forme de la bulle sur la figure V.9, pour quatre hauteurs différentes, montre à une distance de 30 cm de l'orifice des ondulations à la surface de la bulle liées à la turbulence. Ces ondulations de surface sont de moins en moins prononcées à mesure que la bulle s'éloigne de l'orifice. La surface devient lisse à l'approche de la surface libre où l'écoulement est relativement laminaire. Le diamètre externe de la bulle passe d'environ 41 à 78 mm sur un déplacement axial de 60 cm et la diminution de la vitesse ascensionnelle passe de 0,45 à 0,24 m/s.

La figure V.10 qui présente le cas d'une bulle moins stable, générée à $P_r = 0,55$ bar et $t_i = 40$ ms (cf. paragraphe V.9), illustre les mêmes phénomènes que ceux de la figure V.9, en ce qui concerne notamment la turbulence à la surface de la bulle, l'élargissement du tore (le diamètre externe de la bulle d_e évolue de 52 à 97 mm) et la diminution de la vitesse qui passe de 0,5 à 0,31 m/s durant l'ascension de la bulle entre les hauteurs de 20 à 85 cm au dessus de l'orifice. Cependant, pour des positions axiales plus élevées dans la colonne, l'équilibre de la bulle se fragilise et la bulle penche progressivement sur un côté.

Pour mettre en évidence la diminution de la vitesse de la bulle et l'élargissement de son tore durant son ascension, nous avons procédé, en utilisant le logiciel Visilog 5, à des analyses d'images obtenues lors de l'ascension de la bulle torique le long de la colonne, pour les neuf conditions opératoires mentionnées plus haut. Nous avons ainsi pu déterminer l'évolution des vitesses ascensionnelles moyennes ainsi que les diamètres externes moyens des bulles pour toutes ces conditions opératoires.

V.7.2. Evolution de la vitesse et du diamètre externe de la bulle

Les évolutions de la vitesse ascensionnelle et du diamètre externe (d_e) de la bulle torique sont présentées en fonction de sa position dans la colonne et selon la pression d'injection dans le réservoir tampon sur la figure V.11. Chaque point de ces courbes correspond à une moyenne de vitesses ascensionnelles de bulles similaires, rigoureusement sélectionnées, à la même hauteur et pour les mêmes conditions d'injections.

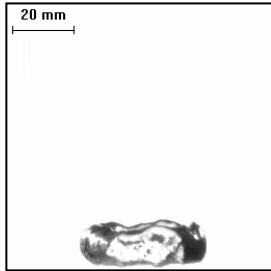
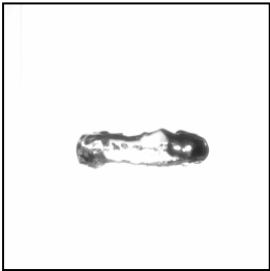
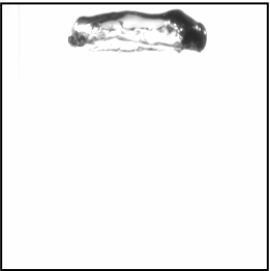
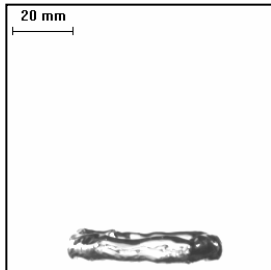
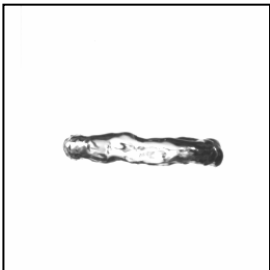
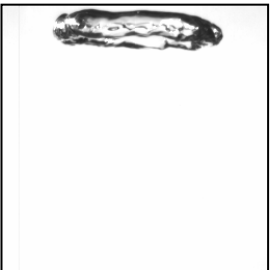
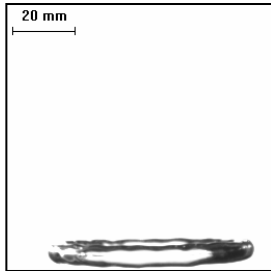

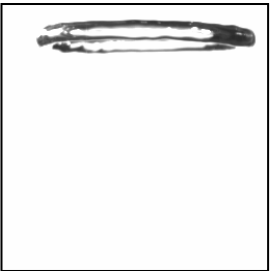
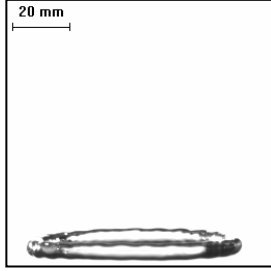

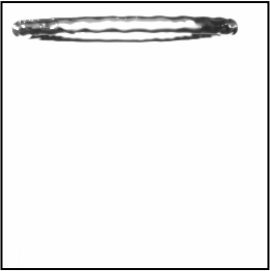
 <p>20 mm</p>			<p>$U = 0,45 \text{ m/s}$ $y = 26 \text{ à } 35 \text{ cm}$</p>
<p>$t = 0 \text{ ms}$ $d_e = 40,83 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 68,42 \text{ ms}$ $d_e = 42,84 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 157,9 \text{ ms}$ $d_e = 44,84 \text{ mm}$</p>	
 <p>20 mm</p>			<p>$U = 0,34 \text{ m/s}$ $y = 42 \text{ à } 50 \text{ cm}$</p>
<p>$t = 0 \text{ ms}$ $d_e = 51 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 94,74 \text{ ms}$ $d_e = 52,8 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 215,79 \text{ ms}$ $d_e = 55,89 \text{ mm}$</p>	
 <p>20 mm</p>			<p>$U = 0,28 \text{ m/s}$ $y = 58 \text{ à } 66 \text{ cm}$</p>
<p>$t = 0 \text{ ms}$ $d_e = 65,74 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 131,58 \text{ ms}$ $d_e = 67,4 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 263,16 \text{ ms}$ $d_e = 70,05 \text{ mm}$</p>	
 <p>20 mm</p>			<p>$U = 0,24 \text{ m/s}$ $y = 74 \text{ à } 83 \text{ cm}$</p>
<p>$t = 0 \text{ ms}$ $d_e = 74,23 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 163,16 \text{ ms}$ $d_e = 76,76 \text{ mm}$</p>	<p>$t = 326,32 \text{ ms}$ $d_e = 78,56 \text{ mm}$</p>	

Figure V.9. Séquences de bulles toriques à différentes hauteurs dans la colonne ($V_b = 10,26 \text{ mL}$, $P_r = 0,28 \text{ bar}$ et $t_i = 30 \text{ ms}$).

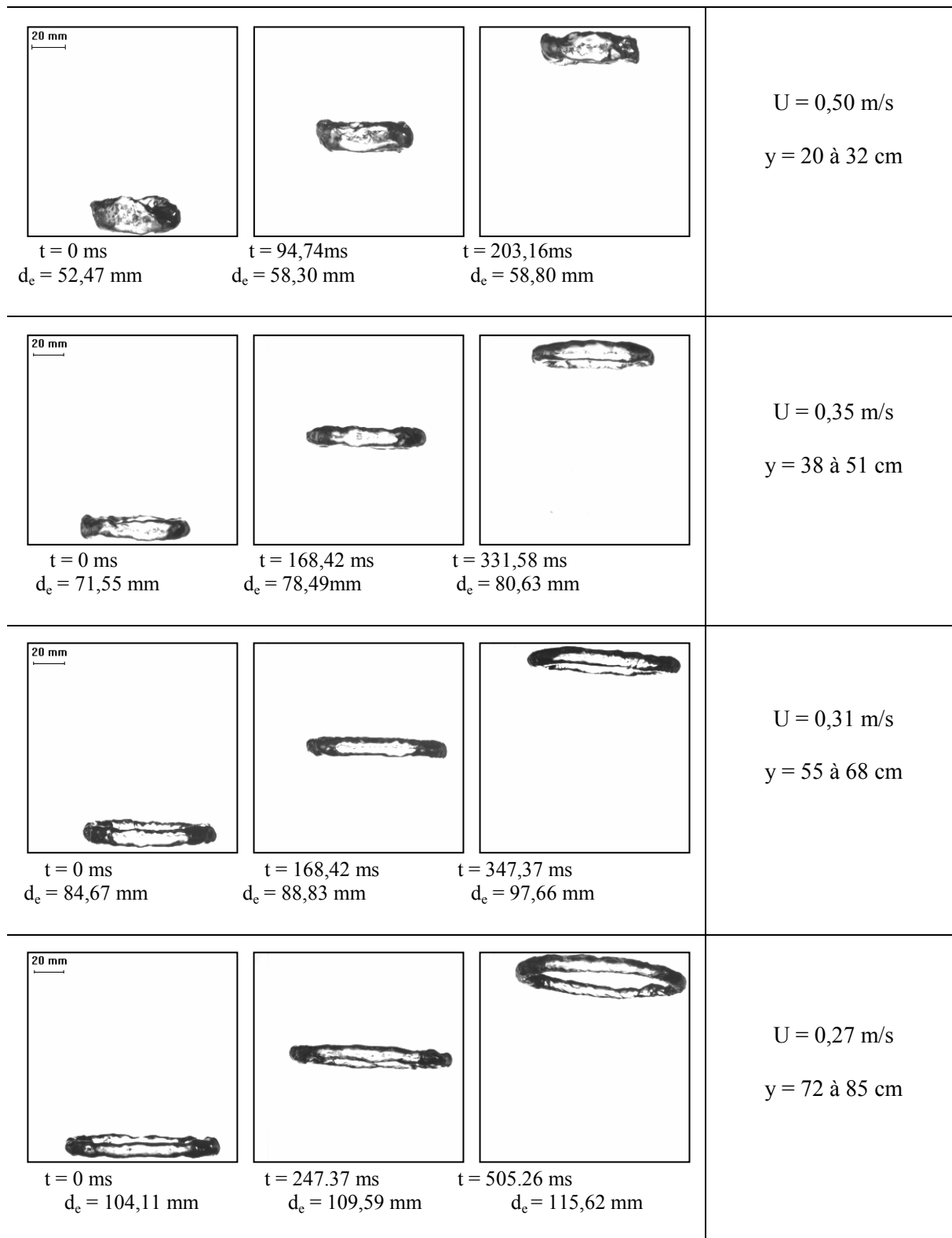


Figure V.10. Séquences de bulles toriques à différentes hauteurs dans la colonne ($V_b = 20 \text{ mL}$, $P_r = 0.55 \text{ bar}$ et $t_i = 40 \text{ ms}$).

Les allures générales de l'évolution de vitesse sur la figure V.11 sont similaires pour les trois cas de pression (0,14 ; 0,28 et 0,55 bars). La différence entre ces cas réside dans la valeur de la vitesse. On constate ainsi, que la vitesse ascensionnelle est proportionnelle au temps d'ouverture de l'électrovanne et par conséquent au volume de la bulle, pour une même pression dans le réservoir tampon. Ces courbes montrent par ailleurs des vitesses élevées obtenues près de l'orifice du fait de la pulsion de l'injection, qui diminuent progressivement durant l'ascension sous l'effet de la circulation autour du tore.

L'évolution du diamètre externe de la bulle traduit le phénomène de l'élargissement pendant son ascension. Sur la figure V.11, on peut remarquer l'augmentation du diamètre de la bulle pour toutes les conditions opératoires utilisées proportionnellement à la diminution de la vitesse ascensionnelle. Le diamètre externe de la bulle est proportionnel à la position le long de la colonne.

La surface libre se déforme dès l'approche de la bulle à cause, d'une part, du contact de la première avec les boucles de recirculation autour du tore, et d'autre part, de la résistance de la tension superficielle à l'ascension. Ces phénomènes provoquent un freinage brusque de la bulle, dont une partie de son énergie est d'avantage utilisée pour son élargissement que pour son ascension.

Afin de déterminer le régime d'écoulement du liquide autour de la bulle, un nombre de Reynolds associé à la bulle a été calculé en se basant sur les vitesses moyennes U obtenues à partir de la figure V.11, comme suit :

$$\text{Re} = \frac{\rho d_{eq} U}{\eta} \quad (\text{V.7})$$

où d_{eq} est le diamètre équivalent d'une bulle sphérique de même volume.

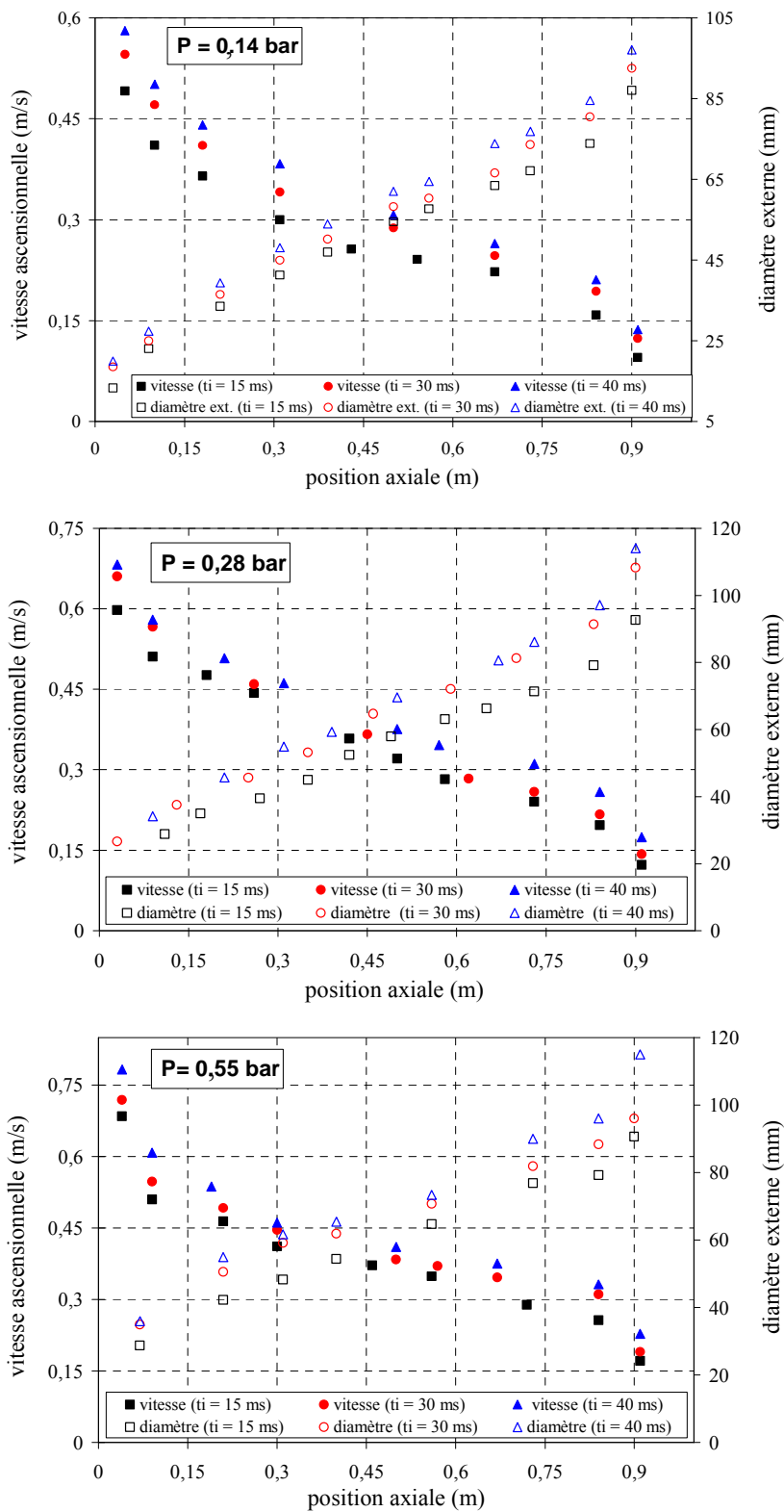


Figure V.11. Evolution de la vitesse ascensionnelle et du diamètre externe de la bulle torique le long de la colonne pour trois pressions différentes.

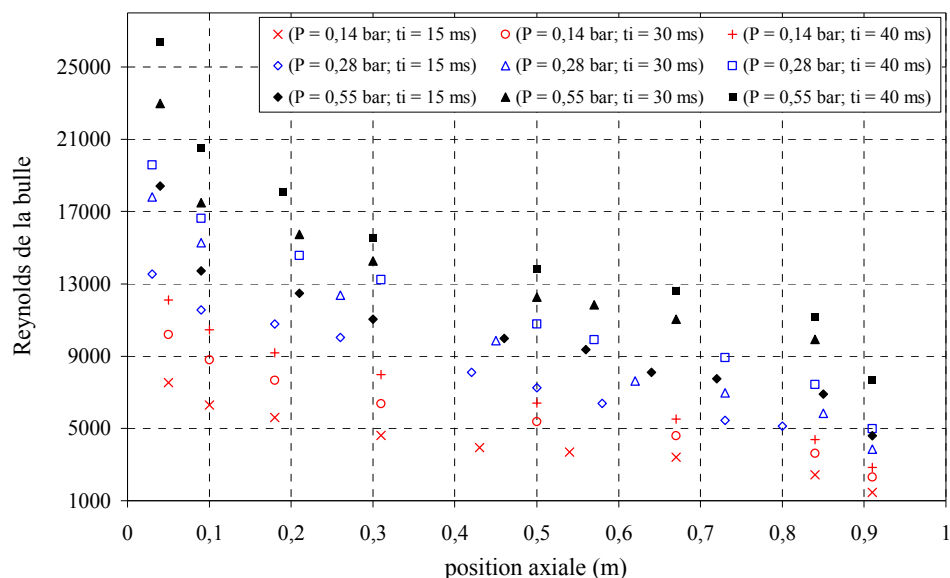


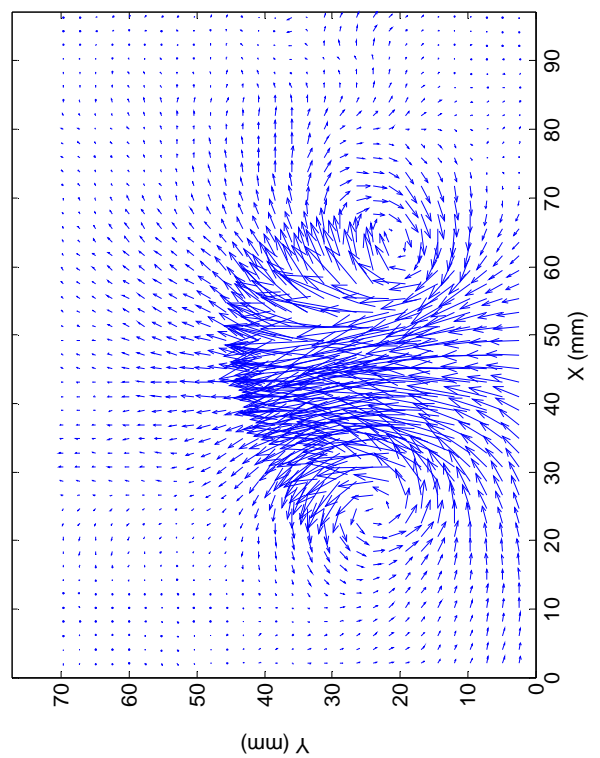
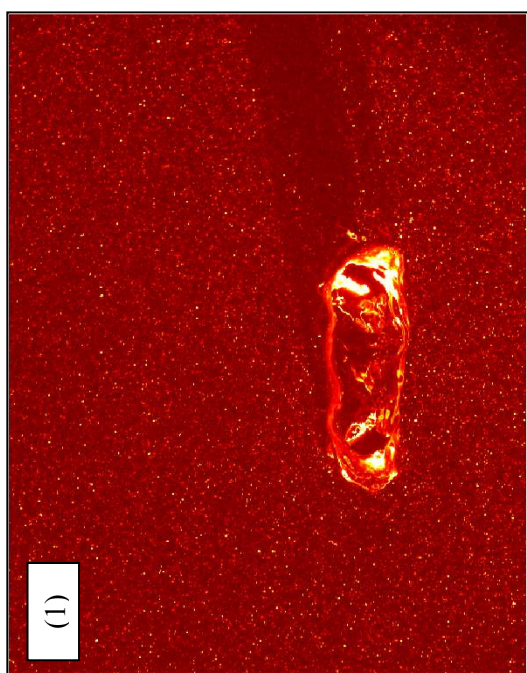
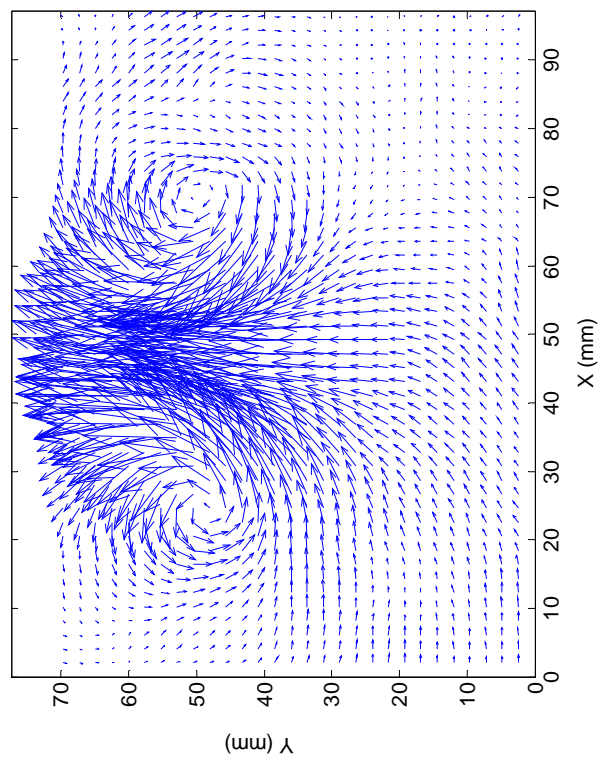
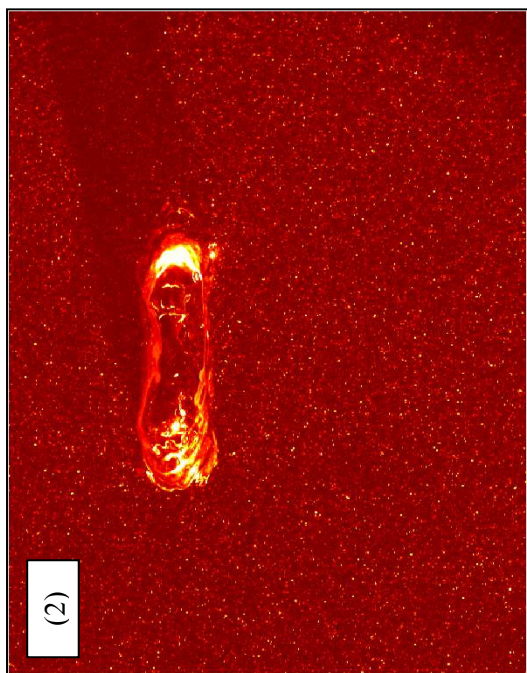
Figure V.12. Evolution du nombre de Reynolds des bulles toriques durant leur ascension.

Les résultats correspondant à l'évolution du nombre de Reynolds de la bulle durant son ascension sont présentés sur la figure V.12 pour les différentes conditions opératoires. On peut ainsi remarquer que le nombre de Reynolds de la bulle diminue dans tous les cas durant son ascension, mais reste toujours supérieur à 1000, ce qui donne par définition un caractère turbulent à l'écoulement. Nous constatons que l'écoulement devient relativement laminaire à l'approche de la surface libre où la bulle est freinée. Ce phénomène sera mis en évidence à partir des champs de vitesses mesurés par PIV.

V.8. Champ de vitesses autour d'une bulle torique

Les résultats relatifs aux mesures de PIV autour de la bulle torique permettent de caractériser l'écoulement d'eau autour de la bulle. Ces mesures concernent les champs de vitesses, de vorticités et les lignes de courants obtenus pour deux bulles similaires mais pour deux positions axiales différentes dans la colonne.

La figure V.13 présente le cas d'une bulle de 10,26 mL de volume et $0,395 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ de vitesse ascensionnelle, à une hauteur de 20 cm au-dessus de l'orifice. Elle permet d'une part d'observer la turbulence de surface sur des images prises par PIV à 70 ms d'intervalle, et d'autre part, les champs de vitesses autour de la bulle, avec notamment les deux vortex contrarotatifs (de sens opposé) correspondant à la circulation du liquide autour du tore.



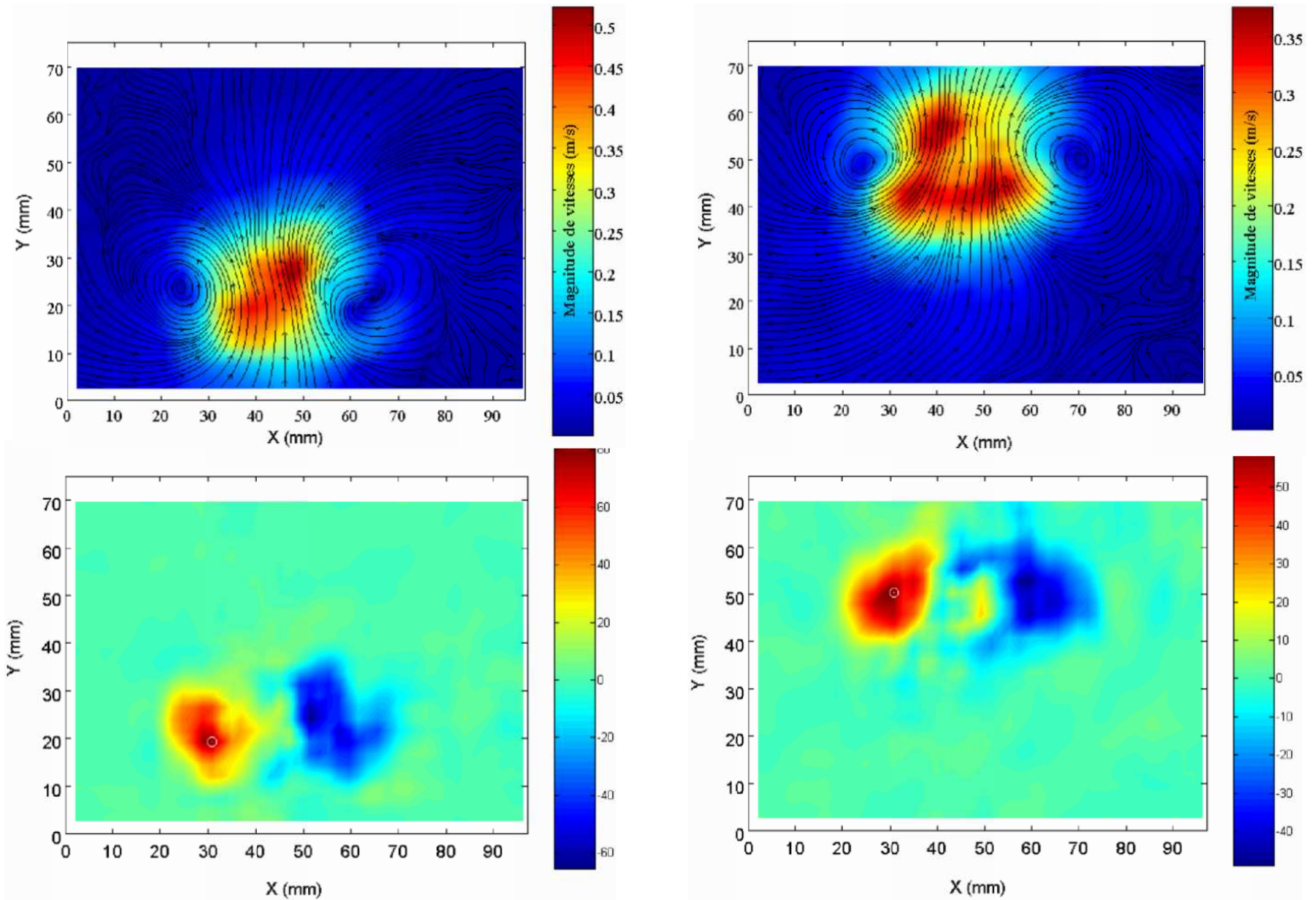
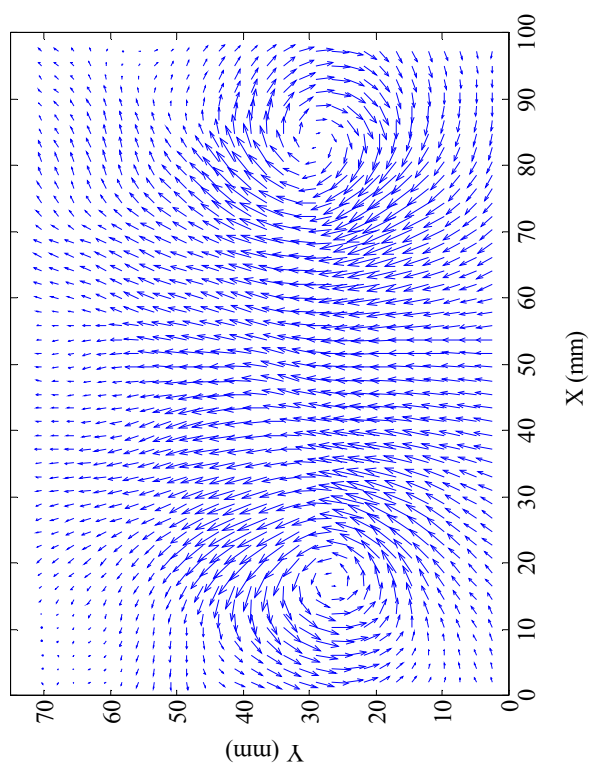
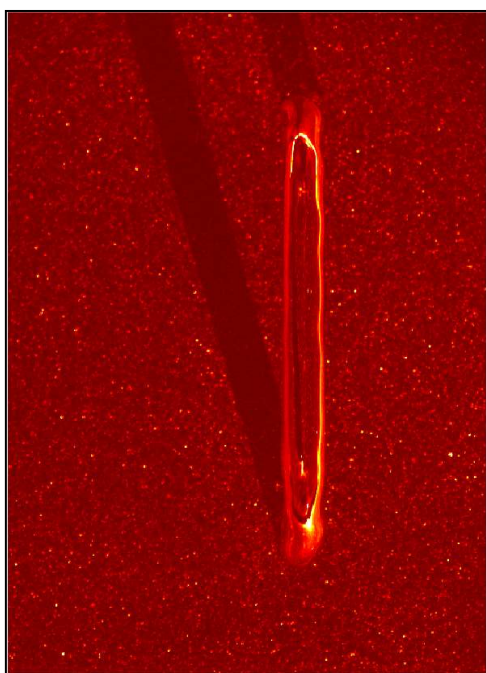
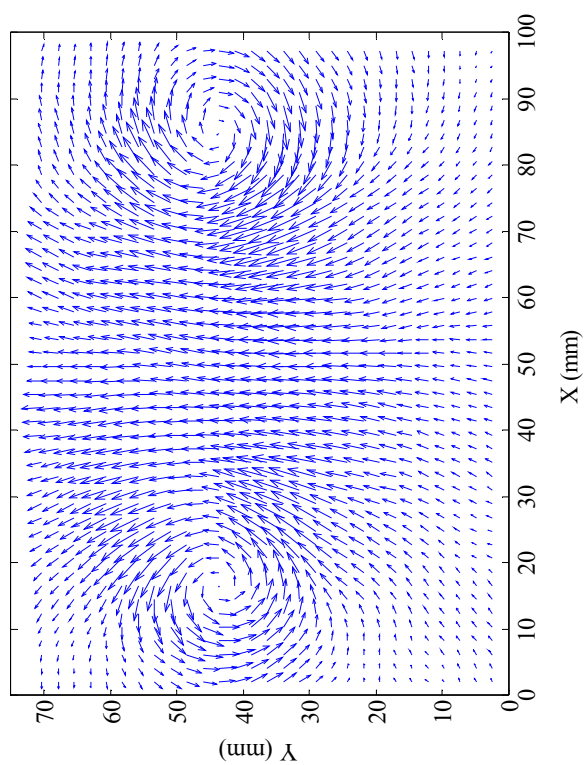
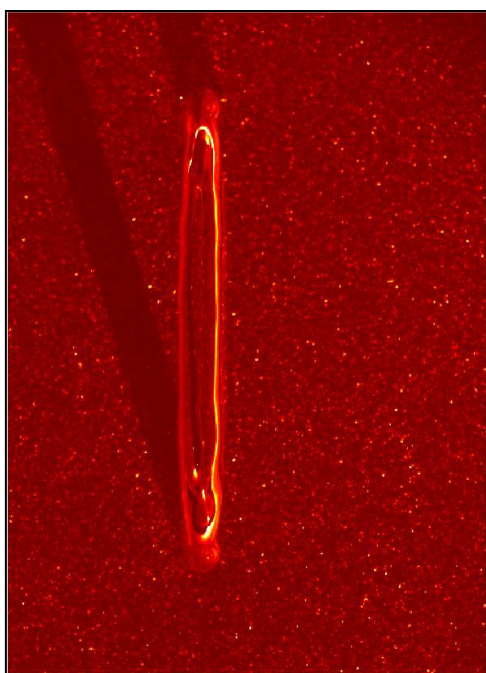


Figure V.13. Caractérisation de l'écoulement autour d'une bulle torique par PIV: images, champs de vitesses, cartes de lignes de courant et cartes de vorticité. $P_f = 0,28$ bar, $t_i = 30$ ms, $U = 0,395$ m/s, $D_{e1} = 45,6$ mm, $D_{e2} = 47$ mm, $H_{(Y=0)} = 18$ cm et $\Delta t = 70$ ms.



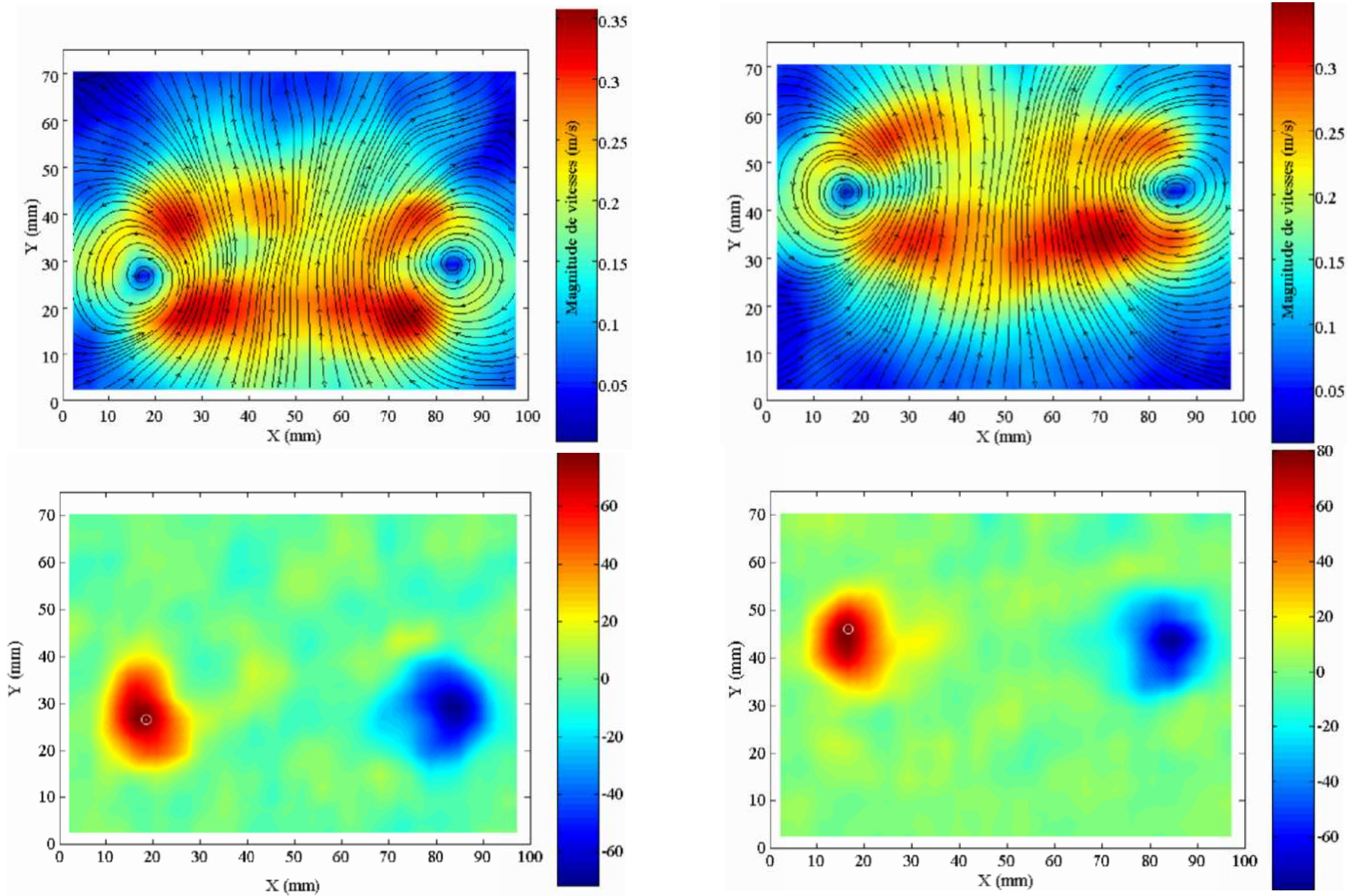


Figure V.14. Caractérisation de l'écoulement autour d'une bulle torique par PIV : images, champs de vitesses, cartes de lignes de courant et cartes de vorticité. $P_r = 0,28$ bar, $t_i = 30$ ms, $U = 0,25$ m/s, $D_{e1} = 68,5$ mm, $D_{e2} = 70,8$ mm, $H_{(Y=0)} = 62$ cm et $\Delta t = 70$ ms.

Les cartes de lignes de courants mettent en évidence que la vitesse maximale du liquide est au centre de la bulle et proche de la vitesse ascensionnelle de la bulle ($0,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ environ). La comparaison entre les deux cartes successives de lignes de courants, montre la diminution de la vitesse du liquide au centre du tore (d'environ $0,45 \text{ m/s}$ à environ $0,4 \text{ m/s}$), simultanément avec l'élargissement du diamètre (constaté par l'éloignement des centres de recirculations). La vitesse du liquide à l'extérieur du tore reste modérée (moins de $0,1 \text{ m/s}$) par rapport à celle du centre. Sur les cartes de vorticité, la densité du mouvement tourbillonnaire diminue pendant l'ascension.

Sur la figure V.14 sont présentés les résultats des mesures par PIV d'une bulle de $10,26 \text{ mL}$ de volume à une position axiale d'environ 65 cm au dessus de l'orifice. Le diamètre externe de la bulle est d'environ 70 mm . La vitesse de la bulle est relativement faible ($0,25 \text{ m/s}$) et sa surface est assez lisse. Par conséquent la turbulence de surface qui l'a accompagnée depuis sa génération semble être dissipée à cette hauteur. Les champs de vitesses l'écoulement autour de la bulle est assez stable et axisymétrique, comme l'on peut le voir à travers. Les cartes de lignes de courants indiquent le caractère laminaire de l'écoulement autour de la bulle avec une vitesse de liquide au centre du tore de l'ordre de $0,30 \text{ m/s}$. L'asymétrie de l'écoulement sur les deux côtés de la bulle torique est mieux visible sur les cartes de vorticité.

En résumé, les différentes caractéristiques de l'écoulement autour de la bulle changent constamment pendant l'ascension, avec une diminution de la vitesse ascensionnelle et de la vitesse du liquide au centre du tore et un élargissement du diamètre de la bulle. L'écoulement devient en général plus stable (voire laminaire) après la dissipation de la turbulence à la surface du tore, générée pendant la formation.

V.9. Stabilité et désintégration de la bulle torique

Dans cette partie nous discutons la fin de parcours de la bulle torique, ce qui nous conduit à évoquer sa stabilité. Cette stabilité décrit la qualité (ou l'état) de la bulle dans la colonne pendant l'ascension. Les expériences montrent que la bulle n'arrive pas toujours entière à la surface libre, et se fragmente le plus souvent pendant son ascension en plusieurs morceaux; elle est alors dite instable. Dans notre étude, on a pu observer les quatre classes de bulles produites par les dauphins et citées par McCowan *et al.* (2000), mais à une échelle plus petite; car chez le dauphin les bulles peuvent atteindre un mètre de diamètre contrairement à nos bulles qui dépassent rarement 15 cm de diamètre. Dans ces classes de bulles, nous qualifions :

- les bulles parfaitement toriques et axisymétriques, d'excellente qualité
- les bulles toriques mais asymétriques, de bonne qualité
- les bulles partiellement fragmentées d'un côté, de qualité moyenne
- les bulles complètement fragmentées en plusieurs morceaux, de mauvaise qualité.

La figure V.20 illustre ces quatre types de bulles, d'une part pour les dauphins (schéma de gauche) et d'autre part, celles produites expérimentalement dans notre dispositif (image de droite, prise par caméra rapide).

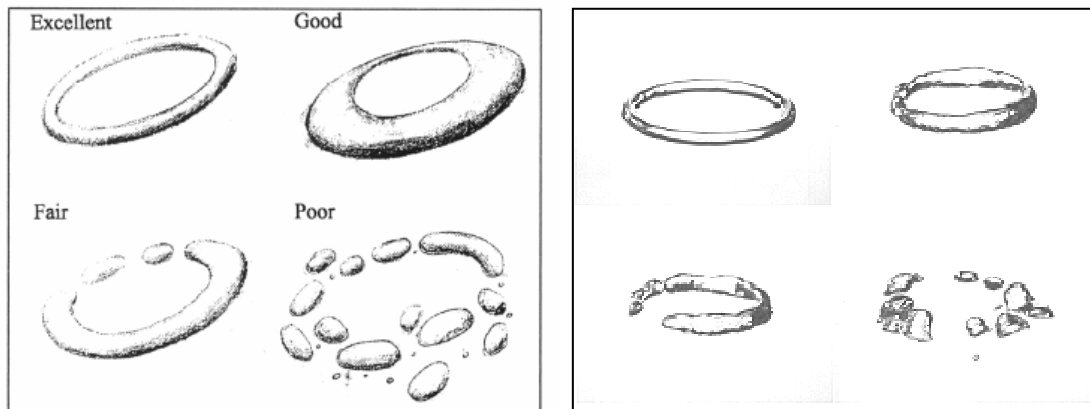


Figure V.15. Les différentes classes de bulles toriques pendant l'ascension : à gauche, un schéma pour celles produites par les dauphins (McCowan *et al.*, 2000). A droite, l'image de celles produites dans notre dispositif expérimental.

Dans le but de comparer le taux de réussite de bulles toriques produites expérimentalement dans notre dispositif et celles par les dauphins, nous avons réalisé des statistiques de la qualité des

bulles générées dans la colonne pour les différentes conditions opératoires utilisées dans cette étude. Pour simplifier les statistiques, nous avons considéré trois critères de qualité de bulles au lieu de quatre. Ainsi, les bulles d'excellente et de bonne qualité sont regroupées dans une même classe. Désormais, on utilise, pour définir ces classes, les termes :

- Bulles parfaitement réussies (non fragmentées), qui ont la forme d'un tore à la surface libre,
- Bulles partiellement réussies (fragmentées), celles qui se fragmentent au-delà du premier tiers de la colonne,
- Bulles ratées (non toriques) pour les bulles qui sont complètement fragmentées dès leur apparition ou se fragmentent très rapidement dans la colonne.

Sur la figure V.17 sont présentées des images types de l'ascension de deux bulles à partir de leur génération, injectées en utilisant les mêmes conditions opératoires ($V_b = 3,42$ mL, $P_r = 0,14$ bar et $t_i = 30$ ms). La première est une bulle réussie, le tore formé étant visible dès la 5^{ème} image sur la figure V.17a. La seconde est une bulle ratée, sa fragmentation ayant lieu à 6 cm au dessus de l'orifice (cf. 4^{ème} image de la figure V.17b). Pour les autres paramètres opératoires, les processus de formation et de fragmentation de la bulle torique sont très similaires à quelques détails près du volume et de la hauteur de la formation ou de la fragmentation de la bulle.

La démarche expérimentale permettant de réaliser les statistiques consiste à filmer l'ascension de 200 bulles, de leur formation jusqu'à leur arrivée à la surface libre, pour chacune des conditions opératoires citées auparavant. La période d'injection est d'au moins 3 minutes, permettant ainsi à l'eau de reprendre son état de repos initial dans la colonne (ce qui correspond à environ quatre heures d'injection régulière de bulles). Les expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions opératoires (même eau et même température, 25°C). Le traitement des films a permis de classer ces bulles selon les critères de réussite déjà cités, et donc de déterminer le pourcentage de chaque classe de réussite pour chaque condition opératoire de pression dans le réservoir tampon et de temps d'injection. Le tableau V.2 regroupe les résultats de ces statistiques.

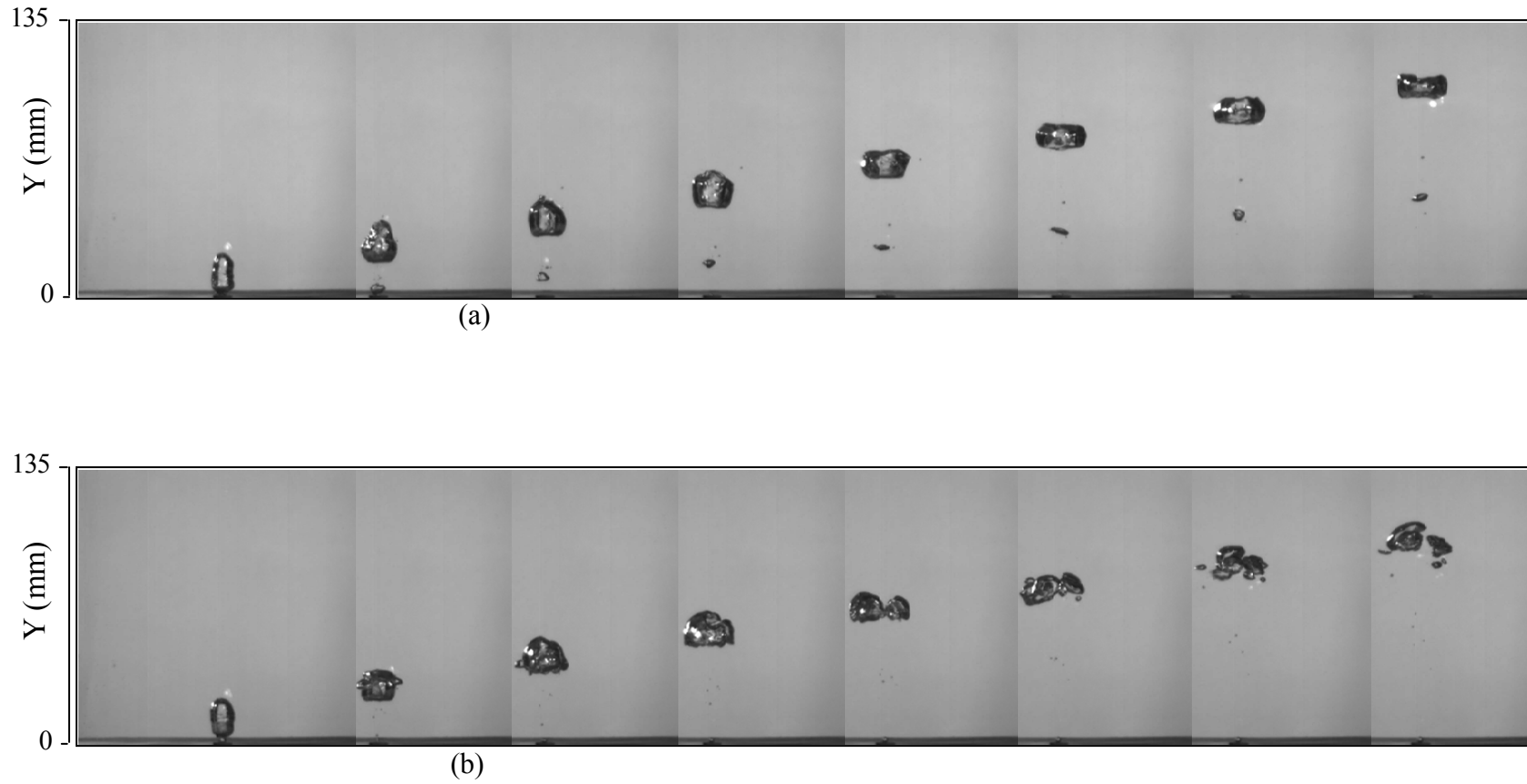


Figure V.16. Images de bulles en ascension dès la génération à l'orifice ($V_b = 3,42 \text{ mL}$, $P_r = 0.14 \text{ bar}$ et $t_i = 30 \text{ ms}$) :
(a) bulle réussite ou parfaitement torique (b) bulle ratée ou fragmentée.

Pression (bar)	Temps d'ouverture (ms)	Volume de bulle (mL)	Réussite totale (%)	Réussite partielle (%)	Bulles Ratées (%)
0,14	15	1,9	29	42,2	28,2
0,14	30	3,42	32	19,5	48,5
0,14	40	4,75	29	30	41
0,28	15	6,08	34	26,5	39,5
0,28	30	10,26	52	24,5	23,5
0,28	40	12,35	35,5	23	41,5
0,55	15	10,17	50	34	16
0,55	30	17,10	43	29	28
0,55	40	20,05	29,5	39	31,5

Tableau V.2. Statistiques de réussite de bulles toriques produites expérimentalement.

Dauphin	Nombre de tentatives	Taux de réussite (%)
Avalon	88	31,8
Liberty	20	33,3
Brisbee	13	30,8
Norman	30	6,7

Tableau V.3. Les statistiques du taux de réussite de bulles toriques produites par des dauphins. (McCowan *et al.*, 2000).

D'après les données des tableau V.2 et V.3, le taux de réussite le plus élevé parmi les quatre dauphins est d'environ 33,3 % (soit une bulle sur trois), contre 52% (une bulle sur deux) de réussite pour des bulles produites expérimentalement dans notre dispositif (sous $P_r = 0,28$ bar et $t_i = 30$ ms). En analysant les résultats du tableau V.2, on remarque que l'optimum du taux de réussite ne dépend pas uniquement de la pression dans le réservoir tampon puisque les taux de réussite les plus élevés ont été obtenus avec deux pressions différentes et du temps d'injection. Pour des pressions élevées dans le réservoir et des durées d'injection importantes, la production de bulles toriques stables est difficile à cause de la forte impulsion du gaz et de la turbulence de l'écoulement proche de l'orifice. Tandis que pour des pressions faibles et des durées d'injection courtes, la quantité de mouvement du jet liquide (dû à l'impulsion de l'injection) qui forme le tore est insuffisante pour permettre la pénétration de ce jet dans la bulle.

A priori, la complexité du phénomène de la formation de la bulle torique exige un compromis entre la pression dans le réservoir tampon et le temps d'injection (donc le volume) pour maîtriser la réussite de la génération de bulles toriques stables. Cette complexité est due d'une part à l'instabilité à la surface de la bulle et d'autre part à la dissymétrie du jet liquide responsable de la formation du tore par la forte turbulence de l'écoulement au niveau de l'orifice, ou à l'insuffisance de la quantité de mouvement du jet liquide. Ainsi, le comportement du jet liquide qui forme le tore joue un rôle primordial dans la stabilité de la bulle torique dès l'injection, sachant qu'il est conditionné par la pression dans le réservoir tampon et le temps d'injection.

En analysant le taux de réussite des bulles toriques produites dans notre dispositif, nous nous permettons de présenter une similitude simplifiée entre les éléments du dispositif expérimental et les organes du dauphin concernés par la génération de la bulle torique (figure V.18). Ainsi, le rôle du réservoir tampon est similaire à celui des poumons du dauphin, la buse à celui de l'évent du dauphin et l'électrovanne aux muscles qui l'entourent. La pression dans le réservoir tampon correspond à la pression dans le poumon du dauphin, bien que le volume des poumons soit 5 fois plus important que celui du réservoir. La commande de l'électrovanne correspond à la contraction des muscles au niveau de l'évent.

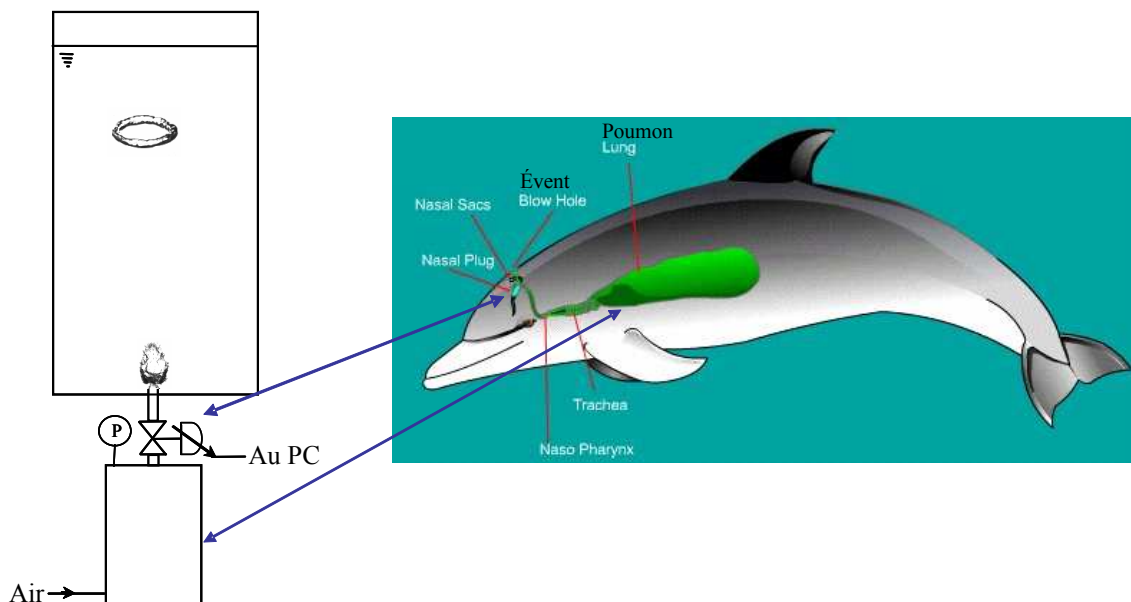


Figure V.18. Comparaison entre les systèmes de production de bulles toriques : Dispositif expérimental (à gauche) et les organes naturels du dauphin (à droite).

V.10. Conclusion

Nous avons étudié la bulle torique, et notamment, sa formation à l'orifice, son ascension et sa désintégration, en utilisant la visualisation par caméra rapide et la PIV pour la caractérisation de l'écoulement.

La bulle torique se forme suite à la pénétration d'un jet liquide (eau) en mouvement ascendant sous l'effet de l'inertie à l'injection et qui permet de la percer de la base au front pour former le tore. Les champs de vitesses obtenus par PIV montrent que cette formation du tore est accompagnée par des recirculations autour du tore et que la impulsion à l'injection influe sur l'asymétrie des champs de vitesses autour de la bulle en formation. Ainsi, l'écoulement est axisymétrique pour de faibles impulsions et inversement.

L'ascension de bulles toriques dans l'eau s'accompagne d'un élargissement du diamètre du tore et de l'amincissement de sa section. Les champs de vitesses ont mis en évidence l'évolution du vortex de circulation autour du tore, le liquide étant ascendant au centre où sa vitesse est maximale. La vitesse de l'élargissement du tore dépend de la vitesse ascensionnelle de la bulle la pression dans le réservoir tampon (donc son volume) et de l'impulsion de l'injection à l'orifice.

La désintégration de la bulle torique en plusieurs bulles se produit soit en surface libre soit en milieu de colonne. Ce dernier cas est dû à des instabilités, qui se développent à la surface de la bulle torique et qui accélèrent la fragmentation.

La comparaison des bulles toriques produites par le dispositif expérimental et par le dauphin montre que :

- Les différentes formes de bulles toriques sont similaires mais la taille des bulles est plus importante dans le cas des dauphins.
- Le pourcentage de réussite de bulles toriques stables jusqu'à la surface et produites par notre dispositif expérimental est de 52%. Il est légèrement plus élevé que celui obtenu par le meilleur des dauphins étudiés par McCowan *et al.* (2000) et qui est de 33%. Ainsi, notre dispositif expérimental peut être comparé au système naturel du dauphin pour produire des bulles toriques stables même si les objectifs ne sont pas les mêmes.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était d'améliorer la compréhension des phénomènes interfaciaux des écoulements polyphasiques dans les colonnes à bulles en milieu newtonien et non newtonien. Pour ce faire, de nouvelles techniques de mesures de pointe ont été utilisées, telles que la visualisation par caméra rapide et la vélocimétrie par images de particules.

La caractérisation des écoulements autour d'une ou deux inclusions (bulle ou sphère rigide) dans des fluides non newtoniens a fait l'objet des chapitres II et III. Les champs de vitesses obtenus par PIV nous ont permis de mettre en évidence la structure de l'écoulement autour d'une sphère. Cette structure montre trois zones différentes: zone du front, du sillage négatif et du cône creux qui entoure ce dernier. Cette structure est comparable à celle obtenue dans le cas d'une bulle en ascension dans les mêmes solutions de PAAM. Ceci permet d'affirmer que les propriétés rhéologiques du fluide, en particulier la viscoélasticité sont responsables de l'origine du sillage négatif. L'influence des caractéristiques viscoélastiques du fluide sur l'angle d'ouverture du cône creux θ a été mise en évidence tant pour une bulle que pour une sphère rigide. Ainsi, l'angle θ décroît avec les nombres de Reynolds, de Deborah et de Mach viscoélastique, et croît avec la concentration de la solution PAAM pour des valeurs fixées de ces nombres adimensionnels.

Quelques scénarios d'interactions entre deux sphères identiques ont pu être identifiés par la visualisation du phénomène avec la caméra rapide. Ces scénarios montrent que la sédimentation de deux sphères peut se terminer par la formation d'un doublet ou non. Ceci est conditionné par la distance initiale (horizontale ou verticale) entre les axes des sphères. Il est difficile de déterminer une distance critique à partir de laquelle la formation du doublet est possible, et ce, à cause de la rhéofluidification du fluide durant la sédimentation.

Les visualisations des bulles en interaction, quantifiées par des mesures de PIV, ont permis de constater de nouveaux scénarios de coalescence dans un train de bulles. Ces scénarios montrent des coalescences entre bulles : en ligne, latérales et avec des contournements entre bulles selon leur taille.

Dans le chapitre IV, la traversée d'une interface liquide–liquide par une bulle ou une sphère rigide a été étudiée pour différents couples de liquides. Une description du phénomène a été réalisée par visualisation en utilisant la caméra rapide. Par ailleurs, les principales caractéristiques de la traversée de l'interface dans le cas de la bulle ont été mises en évidence, en particulier, le temps de

passage à l'interface, la longueur d'étirement de cette dernière et la symétrie du phénomène. Une étude des variations du temps de passage à l'interface et de l'étirement de l'interface a été réalisée à partir des différents résultats expérimentaux obtenus. Elle a montré une évolution de ces deux paramètres selon des lois de puissance en fonction d'un nombre adimensionnel défini à partir des nombres de Reynolds et de Morton et des propriétés physiques du couple de liquides utilisé.

Des champs de vitesses ont été obtenus par la technique PIV pour le système liquide–liquide 0,5% PAAm–silicone 100, avant et après le passage de la bulle. Ils ont permis de mettre en évidence le rôle de l'interface qui freine la progression du sillage négatif avec le liquide lourd entraîné par la bulle dans le liquide léger.

Pour la traversée d'une interface par une sphère rigide, la présence d'instabilités interfaciales comparables aux instabilités de Rayleigh–Taylor et de Kelvin–Helmholtz a été mise en évidence dans certains systèmes liquide–liquide. Un critère a été établi pour prédire l'apparition de ces instabilités en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de nombres de Morton ou de viscosités des deux phases pour une large gamme de ces paramètres.

Les simulations numériques réalisées par l'approche VOF pour la traversée d'une interface, ont pu montrer un accord qualitativement correct avec les résultats expérimentaux obtenus d'une part lors de la traversée d'une interface liquide–liquide par une bulle et d'autres part, en ce qui concerne les instabilités interfaciales dans les cas de la sédimentation de sphères rigides à travers une interface liquide–liquide.

La dernière partie de ce travail a été consacrée à l'étude de la bulle torique, de sa formation à sa fragmentation. Ainsi, la bulle torique se forme suite à la pénétration d'un jet liquide ascendant sous l'effet de l'inertie à l'injection permettant ainsi de la percer de la base au front pour former le tore. Les champs de vitesses autour de la bulle en formation obtenus par PIV montrent des recirculations autour du tore ainsi qu'une influence de l'impulsion à l'injection sur l'asymétrie de ces champs de vitesses. L'ascension de bulles toriques dans l'eau s'accompagne d'un élargissement du diamètre du tore et de l'amincissement de sa section. Les champs de vitesses ont mis en évidence l'évolution du vortex de circulation autour du tore, le liquide étant ascendant au centre où la vitesse est maximale. La désintégration de la bulle torique en plusieurs bulles satellites est due à des instabilités qui se développent à la surface de la bulle torique. Les bulles toriques produites par le dispositif expérimental sont similaires à celles des dauphins, mais à une échelle réduite. Le pourcentage de la réussite de bulles toriques stables par notre dispositif expérimental est de 52%. Il est un peu plus élevé que celui obtenu par le meilleur des dauphins étudiés par McCowan *et al.* (2000), et qui est de 33%.

Perspectives

Perspectives

Dans ce mémoire, nous avons présenté des résultats expérimentaux relatifs aux écoulements polyphasiques gaz–liquide ou solide–liquide en milieu newtonien et non newtonien, mettant en évidence certains phénomènes interfaciaux très intéressants. Ces résultats obtenus avec des techniques de pointe, ont permis de caractériser les écoulements autour d'inclusions telles que les bulles et les sphères isolées dans des fluides newtoniens ou non newtoniens et ont apporté une validation à la simulation numérique, notamment dans le cas de la sédimentation de sphères en milieu non newtonien avec l'approche Lattice Boltzmann. Cependant, la limitation des techniques de mesures n'a pas toujours permis la compréhension des mécanismes des différents phénomènes complexes constatés dans ce travail. Cette limitation concerne essentiellement, d'une part, la prise en charge de l'échelle réelle des phénomènes, en particulier la micro–échelle nécessaire pour accéder au phénomène de rupture du film liquide durant la coalescence et la traversée de l'interface liquide–liquide par une bulle; et d'autre part, l'impossibilité de suivre la phase dispersée dans le liquide durant l'écoulement. Dans ce qui suit, nous présentons les travaux envisagés ou entamés permettant de compléter ces résultats et d'améliorer la compréhension de ces phénomènes physiques, tant sur le plan de la recherche expérimentale à caractère fondamental que sur le plan de la simulation numérique.

Etudes expérimentales

En raison de la forte contribution apportée par les mesures de champs de vitesses à l'étude des phénomènes physiques, il est important de poursuivre les études expérimentales abordées dans ce travail de thèse par les expériences suivantes, qui constituent donc les perspectives de ce travail.

Concernant la sédimentation de sphères en milieu non newtonien, les résultats présentés dans le cas d'une sphère isolée ont permis de valider avec satisfaction les calculs numériques préliminaires réalisés par l'approche Lattice Boltzmann. De ce point de vue, l'étude des interactions entre sphères présentée dans le chapitre II, nécessite un approfondissement concernant notamment l'évolution des champs de vitesses. Le système de déplacement des caméras de PIV acquis récemment au LSGC, permettra de suivre le mouvement des sphères. Ceci facilitera donc les

mesures de champs de vitesses instantanés autour des sphères ainsi que leur évolution et d'évitera d'autre part de refaire la mise au point du système PIV à chaque nouveau positionnement des caméras comme précédemment pour cette étude. Ces champs de vitesses et notamment le changement de la structure de l'écoulement du liquide qui entoure les sphères devraient ainsi permettre de comprendre davantage les interactions entre sphères. Les interactions entre trois sphères ou plus, dans des fluides non newtoniens, pourront constituer une extension du présent travail, et ce, pour se rapprocher d'avantage des écoulements solide–liquide à l'échelle pilote ou industrielle.

L'étude des bulles et de leur coalescence dans deux fluides non newtoniens a permis de visualiser de nouveaux scénarios de coalescence entre bulles dans un même train; cependant, les phénomènes conduisant à ces scénarios n'ont pu être expliqués à partir de nos expériences. Ceci pourrait être obtenu en multipliant les expériences de coalescence de bulles et en suivant de près le phénomène, grâce au déplacement automatisé de la caméra rapide ou de la caméra du système PIV. Une comparaison des vitesses ascensionnelles des bulles en interaction pourrait conduire à un modèle de prédiction de coalescence des bulles dans ces milieux non newtoniens. L'évolution des champs de vitesses autour des bulles durant leur coalescence permettra d'accéder au changement de la structure globale de l'écoulement du liquide entourant ces bulles, avec notamment le suivi spatio–temporel du phénomène. En plus de ces interactions de bulles dans un train unique, l'interaction entre deux trains de bulles doit également être étudiée compte tenu du manque de données expérimentales à ce sujet. Nous avons entamé dans ce travail une étude basée sur la visualisation par caméra rapide des interactions entre deux trains de bulles dans la solution 0,5% PAAm. Malgré la limitation de la résolution des images obtenues, nous avons pu observer des interactions entre bulles de trains différents avec notamment la compétition axiale ainsi que la coalescence entre bulles identiques ou non.

Par ailleurs, le phénomène de traversée d'une interface liquide–liquide par une bulle ou une sphère rigide, qui correspond au troisième volet de ce travail de thèse est loin d'être compris ou caractérisé. Les perspectives envisagées dans ce domaine concernent:

- la multiplication des expériences avec plusieurs tailles de bulles afin d'affiner les lois de variations des différentes caractéristiques de la traversée de l'interface présentées dans le chapitre IV. Ceci permettra de déterminer les différents paramètres des lois de puissances proposées et reliant le temps de passage et la longueur de l'étirement de l'interface d'une part et le nombre adimensionnel caractéristique de l'interface C_i d'autre part.

- détermination des champs de vitesses autour de la bulle ou de la sphère traversant l'interface, en utilisant des particules de traceur appropriées aux fluides utilisés, notamment en ce qui concerne la phase huileuse dans laquelle une sédimentation rapide des particules de traceur a été observée. En combinant deux traceurs, ces champs de vitesses permettront de caractériser l'écoulement dans les deux phases et à l'interface lors de la traversée des bulles.
- En ce qui concerne la traversée d'une interface liquide–liquide par une sphère rigide, la détermination des caractéristiques équivalentes à celles présentées dans le cas de la bulle dans le chapitre IV devrait de même être envisagée.
- Enfin, l'étude sur les instabilités interfaciales obtenues dans le sillage de la sphère avec notamment le critère d'apparition de ces instabilités présenté dans le chapitre IV, devrait être élargie aux gammes plus étendues du nombre de Reynolds Re_I et du rapport des nombres de Morton (Mo_1/Mo_2) inexplorées dans notre étude, en particulier pour $40 < Re_I < 450$ et $2.10^3 < Mo_1/Mo_2 < 10^7$.

Etude numérique

Les phénomènes interfaciaux constituent le point commun entre les différents thèmes abordés dans le présent travail qui s'inscrit dans le cadre d'une recherche expérimentale à caractère fondamental. La méconnaissance de ces phénomènes interfaciaux présente une limitation majeure des codes numériques commerciaux en dehors de la non prise en charge de la rhéologie de la phase continue par ces logiciels. Les résultats numériques obtenus par l'approche VOF restent qualitatifs et ne peuvent représenter correctement ces phénomènes lorsque le rayon de courbure devient trop faible. L'approche Lattice Boltzmann présente une bonne alternative à ces codes commerciaux, en particulier pour sa capacité à prendre en compte la rhéologie complexe des fluides ainsi que la gestion de l'interface. L'utilisation de l'approche Lattice Boltzmann comme moyen de simulation représente donc un excellent choix pour les différents thèmes présentés dans ce travail, notamment pour les interactions entre bulles ou sphères rigides dans les fluides non newtoniens et la traversée de l'interface liquide–liquide par une bulle ou une sphère. En effet, les résultats préliminaires concernant la traversée d'une sphère rigide à une interface s'avèrent encourageants comme le montre la figure P.1.

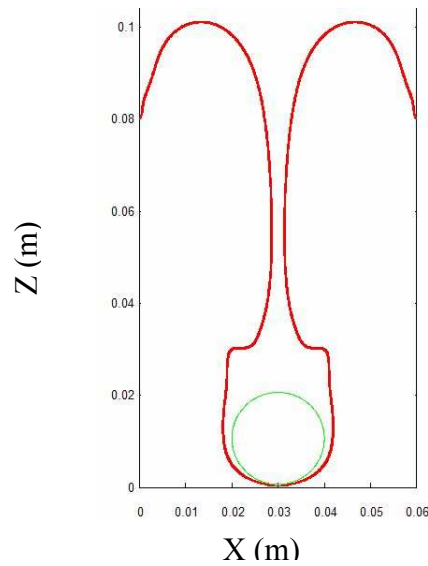


Figure P.1. Sédimentation d'une sphère rigide ($\rho_s = 2400$ et $d = 20$ mm) entraînant de l'huile de silicone 100 dans l'eau : résultat préliminaire par l'approche Lattice Boltzmann.

Passage à la micro-PIV

Les phénomènes interfaciaux étudiés dans ce travail, en particulier la coalescence de bulles dans les fluides non newtoniens et le passage d'une bulle à travers une interface liquide–liquide sont liés par la caractéristique commune de la rupture du film liquide séparant les interfaces gaz–liquide. La compréhension du mécanisme de ces phénomènes est forcément basée sur la rupture de ce film liquide. Ainsi, les perspectives à moyen terme concernent l'étude de ce phénomène de rupture à micro–échelle. Les récents progrès technologiques des techniques de mesures ont permis de développer la technique PIV et de l'étendre à la version micro–PIV permettant d'obtenir des champs de vitesses à une précision de 1 micron. L'acquisition récente de cette technique au LSGC constitue un atout important pour l'étude des microécoulements polyphasiques.

Les perspectives de recherches dans ce thème de microécoulements polyphasiques porteront essentiellement sur:

- l'étude de la coalescence entre deux micro–bulles ou deux gouttes dans un canal contenant un liquide newtonien ou non newtonien à l'aide de la micro–PIV, ce qui permet d'obtenir des champs de vitesses qui constituent une base de quantification du phénomène de la coalescence au niveau des champs de vitesses et de contraintes.

- L'étude d'écoulements dans des micro-mélangeurs de géométries de type T et Y pour les dispersions gaz-liquide et liquide-liquide, dont les principaux paramètres seront l'influence de l'échelle du dispositif, la nature des fluides utilisés et la considération de l'interface.

Nous avons démarré les études des écoulements dans de telles structures de type T et Y par une étude préliminaire d'un écoulement monophasique. La figure P.2 illustre un champ de vitesses obtenu par la technique PIV lors d'un écoulement d'eau dans un tube T de 5 mm de diamètre fabriqué par la technique de stéréolithographie. Ce résultat présente une alternative plus efficace à des mesures globales de DTS (Distribution de Temps de Séjour) utilisées en génie des procédés.

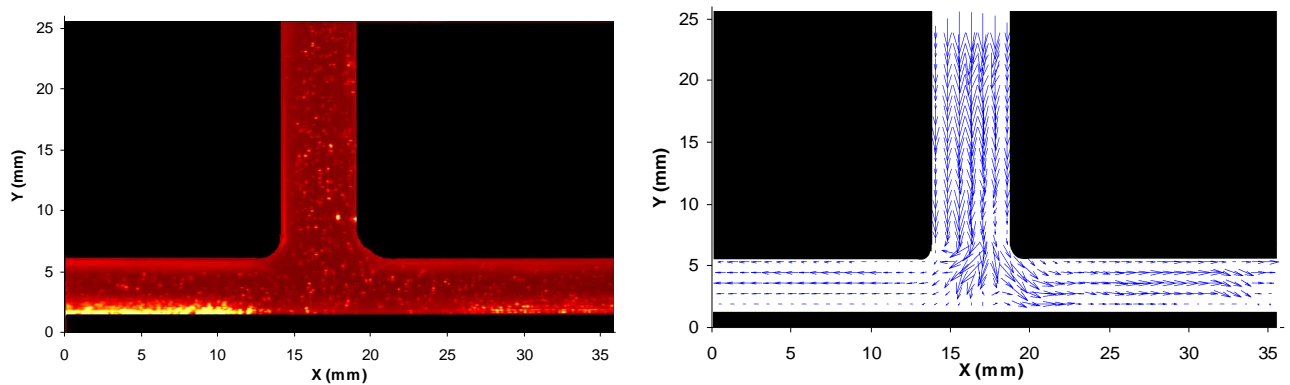


Figure P.2. Résultat préliminaire d'un écoulement d'eau dans un tube T ($d = 5$ mm).
Image de PIV et champ de vitesses.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- Acharya, A., Mashelkar, R.A. et Ulbrecht, J. (1977). Mechanism of bubble motion and deformation in non-newtonian media. *Chemical Engineering Science*, 32, 863-872.
- Acharya, A. et Ulbrecht, J. (1978). Note on the influence of viscoelasticity on the coalescence rate of bubbles and drops. *AIChE Journal*, 24, 384-351.
- Arigo, M. T. et McKinley G. H. (1998). An experimental investigation of negative wakes behind spheres settling in a shear-thinning viscoelastic fluid. *Rheologica Acta*, 37, 307-327.
- Arigo, M. T. et McKinley G. H. (1997). The effects of viscoelasticity on the transient motion of a sphere in a shear-thinning fluid. *Journal of Rheology*, 41(1), 103-128.
- Arigo, M.T., Rajagopalan, D., Shapley, N. et Mckinley, G.H. (1995). The sedimentation of a sphere through an elastic fluid: Part 1. Steady motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 60, 225-257.
- Astarita, G. et Apuzzo, G. (1965). Motion of gas bubbles in non-Newtonian liquids. *AIChE Journal*, 11, 815-820.
- Bataille, J., Lance, M. et Marie, J. L. (1991). Some Aspect of the Modelling of Bubbly Flows. *In Phase-Interface Phenomena in Multiphase Flow*, ed. G.F., Hewitt, F., Mayinger, J.R., Riznic, pp. 179-193.
- Becker, L., McKinley, G. H., Rasmussen, H. K. et Hassager O. (1994). The unsteady motion of a sphere in a viscoelastic fluid. *Journal of Rheology*, 38, 2, 377-403.
- Becker, L.E., McKinley, G.H. et Stone, H.A. (1996). Sedimentation of a sphere near a plane wall: weak non-Newtonian and inertial effects. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 63, 201-233.
- Bertola, F., Baldi, G., Marchisio, D. et Vanni, M. (2004). Momentum transfer in a swarm of bubbles: estimates from fluid-dynamic simulations, *Chemical Engineering Science*, to be published.
- Best, J.P. (1993). The formation of toroidal bubbles upon the cillapse of transient cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 251, 97-107.
- Bhaga, D. et Weber, M.E. (1980). In-line interaction of a pair of bubbles in a viscous liquid. *Chemical Engineering Science*, 35, 2467-2474.
- Bird, R. B., Armstrong, R. C. et Hassager, O. (1987). Dynamics of polymeric liquids. 2nd edition, Volume 1: Fluid Mechanics, *John Wiley & Sons*. New York.
- Bisgaard, C. (1983). Velocity fields around spheres and bubbles investigated by Laser-Doppler Anemometry. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 12, 283-302.

Bodart, C. et Crochet, M.J. (1994). The time-dependent flow of a viscoelastic fluid around a sphere. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 54, 303-329.

Bot, E.T.G., Hulsen, M.A. et van den Brule, B.H.A.A. (1998). The motion of two spheres falling along their line of centres in a Boger fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 79, 191-212.

Brackbill, J.D., Kothe, J.D. et Zemach (1992). A continuum method for modelling surface tension, *Journal of Computational Physics*, 100, 335-354.

Brunn, P. (1977). Interaction of spheres in a viscoelastic fluid. *Rheologica Acta*, 16, 461.

Bush, J. W. M. et Eames, I. (1998). Fluid displacement by high Reynolds number bubble motion in a thin gap. *International Journal of Multiphase Flow*, 24, 3, 411-430.

Calderbank, P. H., Johnson, D. S. L. et Loudon J. (1970). Mechanics and mass transfer of single bubbles in free rise through some Newtonian and non-Newtonian liquids. *Chemical Engineering Science*, 25, 235-256.

Chan Man Fong, C. F. et De Kee, D. (1994). The effect of thermal gradient on the motion of a bubble in a viscoelastic fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 53, 165-174.

Chaudhari, R. V. et Hofman, H. (1994). Coalescence of gas bubbles in liquids. *Reviews in Chemical Engineering*, 10, 2, 131-190.

Chen, J. D., Hahn, P. S. et Slattery, J. C. (1984). Coalescence time for a small drop or bubble at a fluid-fluid interface. *AIChE Journal*, 30, 4, 622-630.

Chen, L., S.V. Garimella, Reizes, J.A. et Leonardi, E. (1999). The development of a bubble rising in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 387, 61-96.

Chhabra, R.P. (1993). Bubbles, drops and particles in non-Newtonian fluids. *CRC press*. Boca Raton.

Chhabra, R.P. et Dhingra (1986). Creeping motion of a Carreau fluid past a Newtonian fluid sphere. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 64, 897-905.

Chhabra, R.P. et Uhlherr, P. H. T. (1980). Sphere motion trough non-Newtonian fluids at high Reynolds number. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 58, 124-128.

Chi, B.K. et Leal, L.G. (1989). A theoretical study of the motion of a viscous drop toward a fluid interface at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 201, 123-146.

Chilcott, M.D. et Rallison, J.M. (1988). Creeping flow of dilute polymer solutions past cylinders and spheres. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 29, 381-432.

- Cho, Y. I., Hartnett, J. P. et Lee, W. Y. (1984). Non-Newtonian viscosity measurements in the intermediate shear rate range with the falling-ball viscosimeter. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 15, 61-74.
- Clift, R., Grace, J. R. et Weber, M. E. (1978). Bubbles, Drops and Particles. *Academic press*, New-York, USA.
- Coutanceau, M. et Hajjam, M. (1982). Viscoelastic effect on the behaviour of an air bubble rising axially in a tube. *Applied Scientific Research*, 38, 199-207.
- Dallon, D.S. (1967). Drag coefficient correlation for spheres settling in Ellis fluids. *PhD Thesis, University of Utah*.
- Darwin, C. (1953). A note on hydrodynamics. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 49, 342-354.
- De Kee, D. et Chhabra, R.P. (2002). Transport processes in bubbles, drops, and particles. 2nd Ed. *Francis & Taylor Publishing*, New York.
- De Kee, D. et Carreau, P.J. (1993). Friction factors and bubble dynamics in polymer solutions. *The Canadian Journal of chemical Engineering*, 71, 183-188.
- De Kee, D., Chhabra, R.P. et Dajan, A. (1990). Motion and coalescence of gas bubbles in non-newtonian polymer solutions. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 37, 1-18.
- De Kee, D. et Chhabra, R.P. (1988). A photographic study of shapes of bubbles and coalescence in non-Newtonian polymer solutions. *Rheologica Acta*, 27, 656-660.
- De Kee, D., Carreau, P.J. et Mordarski, J. (1986). Bubble velocity and coalescence in viscoelastic liquids. *Chemical Engineering Science*, 41,9, 2273-2283.
- Delnoij, E., Kuipers, J. et van Swaaij (1997). Computational Fluid Dynamics applied to gas-liquid contactors, *Chemical Engineering Science*, 52, 3623-3638.
- De Nevers, N. et Wu, J.-L. (1971). Coalescence in viscous fluids. *AIChE Journal*, 17, 1, 182-186.
- De Vries, A. W. G., Beishevel, A. et van Wijngaarden, L. (2002). Notes on the path and wake of a gas rising bubble in pure water. *International Journal of Multiphase Flow*, 28, 1823-1835.
- Daugan, S., Talini, L., Herzhaft, B. et Allain, C. (2002). Aggregation of particles settling in shear-thinning fluids: part 1: Two-particle aggregation. *The European Physical Journal E*, 7, 73-81.
- Eames, I. et Duursma, G. (1997). Displacement of horizontal layers by bubbles injected into fluidised beds. *Chemical Engineering Science*, 52, 2697-2705.
- Essemiani, K., Ducom, G., Cabassud, C. et Liné, A. (2001). Spherical cap bubbles in a flat sheet nanofiltration module : experiments and numerical simulation. *Chemical Engineering Science*, 56, 6321-6327.

Fan, L.S. et Tsuchiya, K. (1990). Bubble wake and liquid-solid suspensions. *Butterworth Heinmann Series in Chemical Engineering*.

Frank, X. (2005). Approche multiechelle de la dynamique des bulles en fluide non newtonien. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL), Nancy, France.

Frank, X. et Li, H.Z. (2005). Complex flow around a bubble rising in a non-Newtonian fluid. *Physical Review E*, 71, 036309.

Funfschilling, D. et Li, H. Z. (2001). Flow of non-Newtonian fluids around bubbles: PIV measurements and birefringence visualisation. *Chemical Engineering Science*, 56, 3, 1137-1141.

Funfschilling, D. (1999). Dynamique de bulles dans des fluides rhéologiquement complexes. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL), Nancy, France.

Gera, D. et Gautam, M. (1995). Effect of bubble coalescence on through flow velocity in a 2-D fluidized bed. *Powder Technology*, 83, 49-53.

Gheissary, G. et van den Brule, B.H.A.A. (1996). Unexpected phenomena observed in particle settling in non-Newtonian media. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 67, 1-18.

Ghosh, A.K. et Ulbrecht, J.J. (1989). Bubble formation from a spurger in polymer solutions. *Engineering Science*, 44, 957-977.

Grace, J., Wairegi, T. et Nguyen, T.H. (1976). Shape and velocities of single drops and bubbles moving freely through immiscible liquids. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 54, 167-173.

Haider, A. et Lenvenspiel, O. (1989). Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles. *Powder Technology*, 58, 63-70.

Haque, M. W., Nigam, K. D. P., Viswanathan, K. et Joshi, J. B. (1988). Studies on bubble rise velocity in bubble columns employing non-newtonian solutions. *Chemical Engineering Communications*, 73, 31-42.

Harlen, O. G. (2002). The negative wake behind a sphere sedimenting through a viscoelastic fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 108, 411-430.

Harrison, G.M., Lawson, N. et Boger, D.V. (2001). The measurement of the flow around a sphere settling in a rectangular box using 3-Dimensional Particle Image Velocimetry. *Chemical Engineering Communications*, 188, 143- 178.

Hartland, S. et Robinson, D. (1970). Unsymmetrical drainage beneath a rigid sphere approaching a deformable liquid-liquid interface. *Chemical Engineering Science*, 25, 277-281.

Hassager O. (1979). Negative wake behind bubbles in non-Newtonian liquids. *Nature*, 279, 402-403.

- Herrera-velarde, J. R., Zenit, R., Chehata, D. et Mena, B. (2003). The flow of non-Newtonian fluids around bubbles and its connection to the jump discontinuity. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 111, 199-209.
- Hirt, C. and Nichols, B. (1981). Volume Of Fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39, 201-225.
- Kawase, Y. et Ulbrecht, J. (1981). On the abrupt change of velocity of bubbles rising in non-Newtonian liquids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 8, 203-212.
- King, M. J. et Waters, N. D. (1972). The unsteady motion of a sphere in an elastic-viscous liquid. *Journal of Physics D: Appl. Phys.* 5, 141- 150.
- Krishna, R. and van Baten, J. (1999). Simulating the motion of gas bubbles in a liquid, *Nature*, 398, 208.
- Kemiha, M., Frank, X. Poncin, S. et Li, H.Z. (2006). Origin of the negative wake behind a bubble rising in non-Newtonian fluids. *Chemical Engineering Science*, 61, 4041-4047.
- Leal, L.G., Skoog, J. et Acrivos, A. (1971). On the motion of gas bubbles in a viscoelastic liquid. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 49, 569-575.
- Lee, S.H., Ryu, S.H. et Kim (2003). Studies on the axisymmetric sphere-sphere interaction problem in Newtonian and non-Newtonian fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 110, 1-25.
- Lee, S.H. et Leal, L.G. (1982). The Motion of a Sphere in the Presence of a Deformable Interface. Part 2, Numerical study of the translation of a sphere normal to an interface. *Journal of Colloid & Interface Science*, 87, 81-106.
- Li H. Z., Frank, X. et Funfschilling, D. (2001). Towards the understanding of bubble interactions and coalescence in non newtonian fluids: a cognitive approach. *Chemical Engineering Science*, 56, 6419-6425.
- Li, H. Z., Mouline, Y., Funfschilling, D., Marchal, P., Choplin, L. et Midoux, N. (1998). Evidence for in-line bubble interaction in non-newtonian fluids. *Chemical Engineering Science*, 53, 2219-2230.
- Li, H. Z., Mouline, Y., Choplin, L. et Midoux, N. (1997). Interactions et coalescence des bulles dans les fluides rhéologiquement complexes. *C. R. Academie de Science, Paris, Serie II b*, 491-500.
- Lin, T.J. et Lin, G.M. (2003). The mechanisms of bubble coalescence in a non-Newtonian fluid. *The Canadian Journal of chemical Engineering*, 81, 476-482.
- Lin, C. Y. et Slattery, J. C. (1982). Thinning of a liquid film as a small drop or bubble approaches a fluid-fluid interface. *AIChE Journal*, 28, 798-792.
- Liu, Y.J., Liao, T.Y. et Joseph, D.D. (1995). A two-dimensional cusp at the trailing edge of an air bubble rising in a viscoelastic liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 304, 321-342.

- Liu, Y.J., Nelson, J, Feng, J. et Joseph, D.D. (1993b). Anomalous rolling of spheres down an inclined plane. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 50, 305-329.
- Lundgren, T.S. et Mansour, N.N. (1991). vortex ring bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 224, 177-196.
- Lunsmann, W.J., Genieser, L., Brown, R.A. et Armstrong, R.C. (1993). Finite element analysis of steady viscoelastic flow around a sphere: Calculations with constant viscosity models, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 48, 63-99.
- Maalouf, A. et Sigli, D. (1984). Effects of body shape and viscoelasticity on the slow flow around an obstacle, *Rheologica Acta*, 23, 497-507.
- Manga, M. et Stone, H.A. (1993). Buoyancy-driven interactions between two deformable viscous drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 256, 647-683.
- Manga, M. et Stone, H.A. (1995). Low Reynolds number motion of bubbles, drops and rigid spheres through fluid-fluid interfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 287, 279-298.
- Marten, K., Shariff, K., Psarakos, S. et White, D.J. (1996). Ring bubbles of dolphins: A number of bottlenose dolphins in hawaii can create shimmering, stable, rings. *Scientific American*, 8.
- Maru, H.C., Wasan, D.T. et Kintner, R.C. (1971). Behavior of a rigid sphere at a liquid-liquid interface. *Chemical Engineering Science*, 26, 1615-1628.
- Matsumoto, Y., Kunugi, T. et Serizawa, A. (1999). Numerical simulation of generation of ring-typed bubble. *Journal of Japan Society of Computational Fluid Dynamics*, C03-2.
- McCowan, B., Marino, L., Vance, E., Walke, L. et Reiss, D. (2000). Bubble ring play of Bottlenose dolphins (*Tursiops truncatus*): Implications for cognition. *Journal of Comparative Psychology*, 114, 1, 98-106.
- McKinley, G.H. (2002). Steady and transient motion of spherical particles in viscoelastic liquids. In: De Kee, D. et Chhabra, R.P. Transport processes in bubbles, drops, and particles. 2nd Ed. *Francis & Taylor Publishing*, New York, 338-375.
- Miyahara, T. et Yamanaka, S. (1993). Mechanics of motion and deformation of a single bubble rising through quiescent highly viscous Newtonian and non-Newtonian media. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 26, 3, 297-302.
- Mohamed-Kassim, Z. et Longmire, E.K. (2004). Drop coalescence through a liquid/liquid interface. *Physics of Fluids*, 16, 2170-2181.
- Mouline, Y. (1996). Dynamique des bulles de gaz dans des milieux rhéologiquement complexes. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL), Nancy, France.
- Narayanan, S., Goossens, L.H.J. et Kossen, N.W.F. (1974). Coalescence of two bubbles rising in line at low reynolds numbers. *Chemical Engineering Science*, 29, 2071-2082.

- Ohta, M., Imura, T., Yoshida, Y. et Sussman, M. (2005). A computational study of the effect of initial bubble conditions on the motion of a gas bubble rising in viscous liquids. *International Journal of Multiphase Flow*, 31, 223-237.
- Olmos, E. (2002). Etude expérimentale et numérique des écoulements gaz-liquide en colonnes à bulles. *Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL)*, Nancy, France.
- Pearson, A., Cox, E., Blake, J.R. et Otto, S.R. (2004). Bubble interactions near a free surface. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 28, 295-313.
- Pedley, T. J. (1968). The toroidal bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 32, part 1, 97-112.
- Pitois, O., Moucheront, P. et Weill, C. (1999). Franchissement d'interface et enrobage d'une sphère. *C. R. Acad. Sci. Paris, Serie II b*, 327, 605-611.
- Rajagopalan, D., Arigo, M.T. et Mckinley, G.H. (1996). The sedimentation of a sphere through an elastic fluid: Part 2. Transient motion. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 65, 17-46.
- Riddle, M.J., Narvaez, C. et Bird, B. (1977). Interactions between two spheres falling along their line of centers in a viscoelastic fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2, 23-35.
- Rodrigue, D. et De Kee, D. (2002). Recent developments in the bubble velocity jump discontinuity. In: De Kee, D. et Chhabra, R.P. *Transport processes in bubbles, drops, and particles*. 2nd Ed. *Francis & Taylor Publishing*, New York, 79-101.
- Rodrigue, D. (2001). Generalized correlation for bubble motion. *AIChE Journal*, 47(1), 19-35.
- Rodrigue D., De Kee, D. et Chan Man Fong, C.F. (1996). An experimental study of the effect of surfactants on the free rise velocity of gas bubbles. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 66, 213-232.
- Rodrigue D., De Kee, D. et Chan Man Fong, C.F. (1999). The slow motion of a single gas bubble in non-newtonian fluid containing surfactants. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 86, 211-227.
- Ruban, V.P. et Rasmussen, J.J. (2003). Toroidal bubbles with circulation in ideal hydrodynamics: A variational approach. *Physical Review E*, 68, 056301.
- Rudman, M. (1997). Volume-tracking methods for interfacial flow calculations, *International Journal of Numerical Methods*, 148, 1.
- Satrape, J.V. et Crochet, M.J. (1994). Numerical simulation of the motion of a sphere in a Boger fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 55, 91-111.
- Shah, S.T., Wasan, D.T. et Kintner, R.C. (1972). Passage of a liquid drop through a liquid-liquid interface. *Chemical Engineering Science*, 27, 5, 881-893.
- Shopov, P.J. et Minev, P.D. (1992). The unsteady motion of a bubble or drop towards a liquid-liquid interface. *Journal of Fluid Mechanics*. 235, 123-141.

Sigli, D. et Coutanceau, M. (1977). Effect of finite boundaries on the slow laminar isothermal flow of a viscoelastic fluid around a spherical obstacle. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2, 1-21.

Smith D. (2004). Notes on the Rayleigh-Taylor Instability. *University of Texas at Austin, USA, Research Report*.

Smolianski, A. (2001). Numerical Modeling of Two-Fluid Interfacial Flows. PhD thesis, *University of Jyväskylä, Finlande*.

Sousa, R.G., Nogueira, S., Pinto, A.M.F.R., Riethmuller, M.L. et Campos, J.B.L.M. (2004). Flow in the negative wake of a Taylor bubble rising in viscoelastic Carboxymethylcellulose solutions: Particle Image Velocimetry measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 511, 217-236.

Succi, S. (2001). Lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond. Oxford University Press.

Tatum, J., Finnis, M.V., Lawson, N.J. et Harrison, G.M. (2005). 3-D particle image velocimetry of the flow field around a sphere sedimenting near a wall part 2. Effects of distance from the wall. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 127, 94-105.

Terasaka, K. et Tsuge, H. (1991). Mass transfer in highly viscous liquids in a bubble column with constant-flow nozzles. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 24, 4, 424-429.

Tsukada, A., Mikami, H. Hozawa, M. et Imaishi, N. (1990). Theoretical and experimental studies of the deformation of bubbles moving in quiescent Newtonian and non-Newtonian liquids. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 23, 2, 192-198.

Verdier, C. et Bizard, M. (2002). Understanding droplet coalescence and its use to estimate interfacial tension. *Rheologica Acta*, 41, 514-523.

Völtz, C., Pesch, W. et Rehberg, I. (2001). Rayleigh-Taylor instability in a sedimenting suspension. *Physical Review E*, 65, 011404.

Walters, J. K. et Davidson, J. F. (1963). The initial motion of gas bubble formed in an inviscid liquid. Part 2. The three-dimensional bubble and the toroidal bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 17, 321-336.

Weber, M. E. et Bhaga, D. (1982). Fluid drift caused by a rising bubble. *Chemical Engineering Science*, 37, 1, 113-116.

Zana, E. et Leal, L. G. (1978). The dynamics and dissolution of gas bubbles in a viscoelastic fluid. *International Journal of Multiphase Flow*, 4, 237-262.

Zhang, S., Duncan, J. et Chahine, G. (1993). The final stage of the collapse of a cavitation bubble near a rigid wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 257, 147-181.

Zhen, R. et Phan-Thien, N. (1992). A boundary element simulation of the unsteady motion of a sphere in a cylindrical tube containing a viscoelastic fluid. *Rheologica Acta*, 31, 323-332.

ANNEXES

ANNEXE DU CHAPITRE II

AN-II. Sédimentation d'une sphère dans la solution 1,5 % PAAm

La détermination des champs de vitesses par la technique PIV dans cette solution concentrée s'avère très difficile car la solution devient quasi opaque, ce qui affaiblit la réflexion de la nappe laser, d'autant que la puissance de nos lasers est modérée (2x 15 mJ). Ainsi, pour pouvoir obtenir le champ de vitesses ci-dessous, nous avons dû introduire la sphère près de la paroi; la lumière réfléchiée par le traceur fluorescent ne parcourt de ce fait qu'une distance de 2 cm dans la colonne. Ceci va bien évidemment engendrer des effets de bord. Ce résultat est donc qualitatif par rapport à celui obtenu lors de la sédimentation dans les deux autres solutions, 0,5% et 1% PAAm.

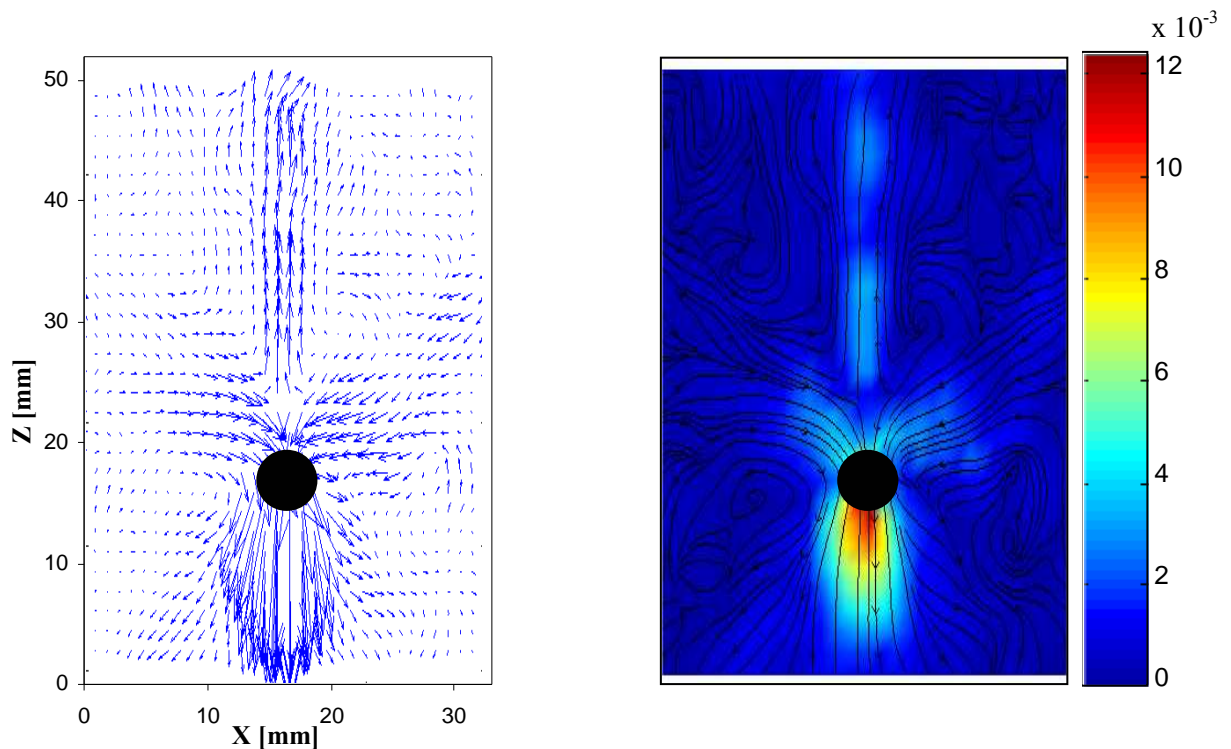


Figure AN.III.1. Champ de vitesses autour d'une sphère en acier de diamètre $d = 5$ mm en sédimentation dans 1,5 % PAAm: $U = 0,04$ m/s, $Re = 0,098$ et $\theta > 150^\circ$. Champ de vitesse (à gauche), magnitude des vitesses et lignes de courant (à droite).

A partir de la figure AN.III.1, on constate que la structure de l'écoulement est conservée et similaire à celle obtenue dans le cas des solutions 0,5% et 1% PAAm. Les trois zones qui

constituent le champ de vitesses sont bien distinctes. Le sillage négatif s'étale derrière la sphère sous forme d'une colonne d'une trentaine de millimètres. Le cône creux descendant est très étroit et son angle d'ouverture θ est supérieur à 150° . On pourra remarquer sur le champ de vitesses que la zone du front est très large par rapport à la structure globale et que la valeur maximale de la vitesse du fluide est obtenue dans cette zone.

ANNEXE DU CHAPITRE IV

AN-IV.1. Choix des conditions expérimentales

Dans les différentes expériences réalisées dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux bulles de petit volume, avec une injection continue d'air dans la colonne, à cause notamment de problèmes expérimentaux survenant lors des manipulations et mentionnés ci-dessous.

- pour des petites bulles, la rétention à l'interface n'est pas régulière, avec des durées pouvant atteindre une vingtaine de minutes.
- Pour des bulles de diamètre relativement grand, le passage à l'interface est rapide avec un étirement plus long de l'interface, ne permet pas une résolution acceptable lors du suivi de la bulle avec notre caméra rapide. Lors de la rupture, des gouttelettes de la phase aqueuse restent dans la phase huileuse durant des heures et s'accumulent à l'interface (figure AN.IV.1), ce qui ralentit l'établissement d'une interface stable.

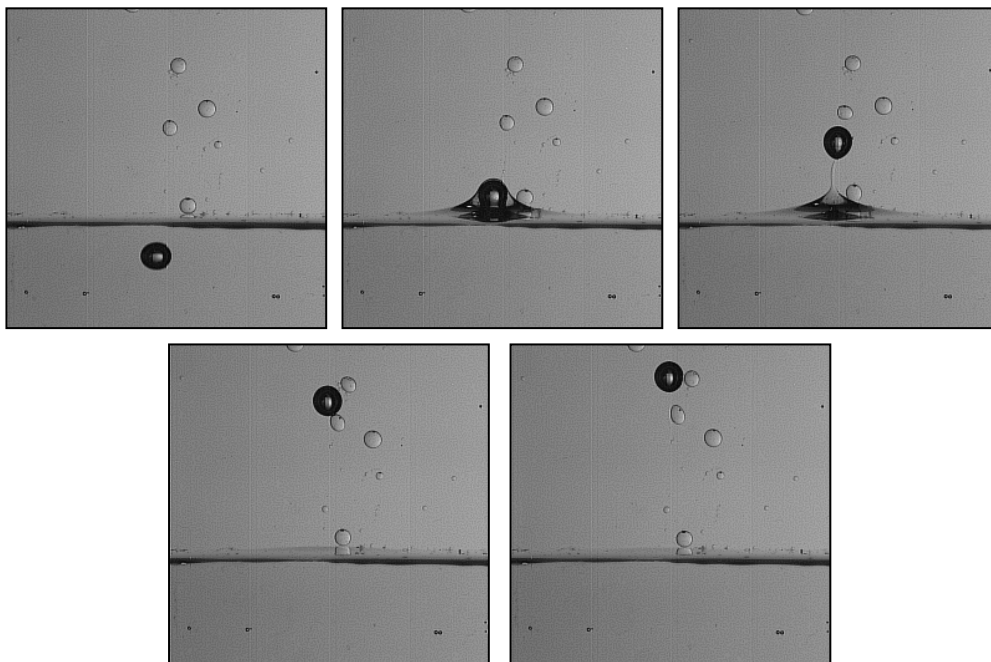


Figure. AN.IV.1. Séquences d'une bulle traversant une interface après le passage d'une bulle de taille plus grande. Cas de résultats inexploitable obtenus avec de mauvaises conditions de traversée.

D'après les analyses des différentes expériences réalisées, le diamètre de bulle équivalent commun entre les systèmes utilisés était de 3,5 mm. Nous avons sélectionné les différentes expériences correspondant à ce diamètre en guise de comparaison.

AN-IV.2. Exemples de traversée d'une interface par une sphère

Dans cette section, nous présentons les résultats de traversée d'interface correspondant à des expériences obtenus avec les sphères en verre ($d = 4 \text{ mm}$, $\rho_s = 2520 \text{ kg.m}^{-3}$) et en acier ($d = 4 \text{ mm}$, $\rho_s = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$), dans les systèmes eau-silicone et Emkarox-silicone.

AN-IV.2.1. Systèmes eau-silicone

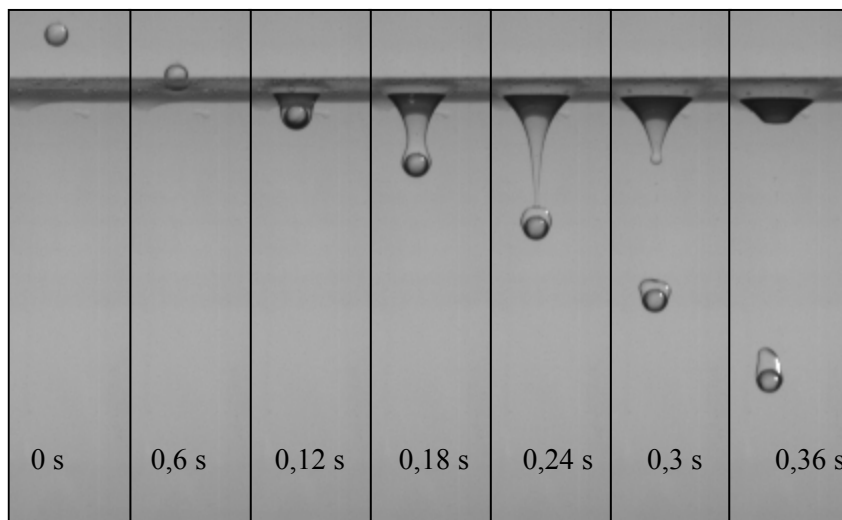


Figure AN.IV.2. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4 \text{ mm}$) dans le système eau-silicone 100, ($\kappa = 0,01$ et $\gamma = 1,036$).

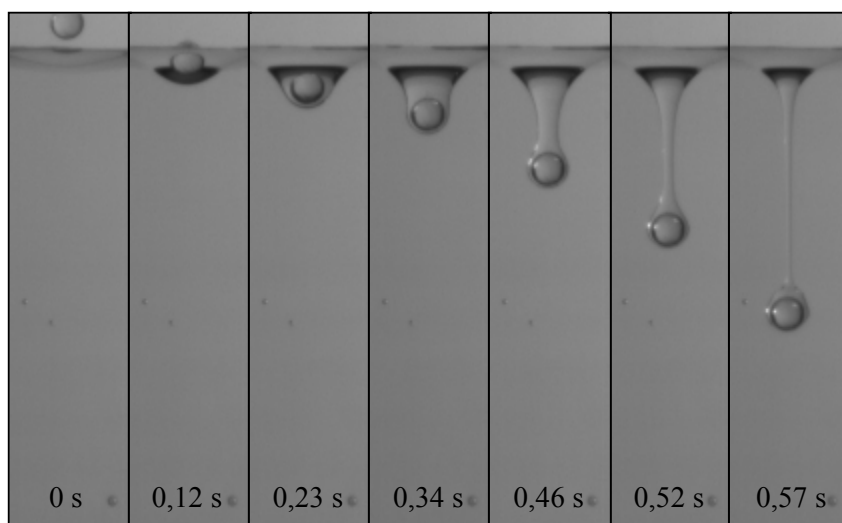


Figure AN.IV.3. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4 \text{ mm}$) dans le système eau-silicone 500, ($\kappa = 0,002$ et $\gamma = 1,031$).

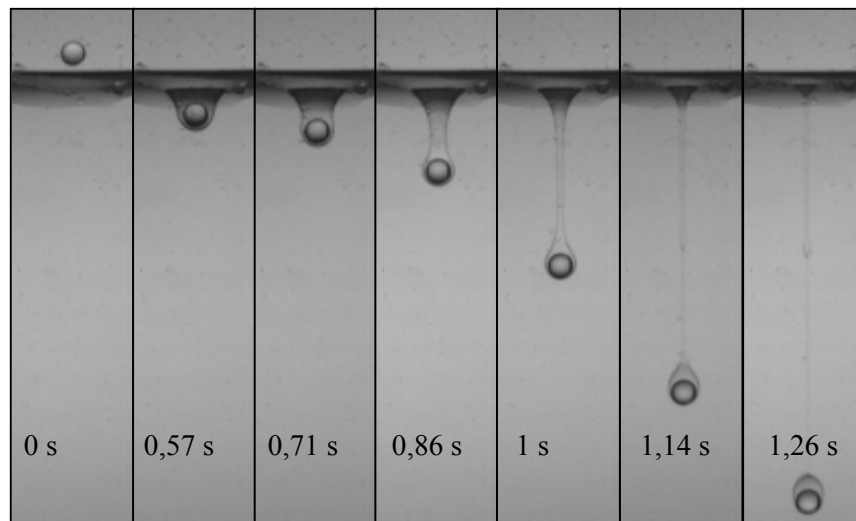
AN-V.2.2. Système 25% Emkarox–silicone

Figure AN.IV.4. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4$ mm) dans le système 25% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,05$ et $\gamma = 1,061$).

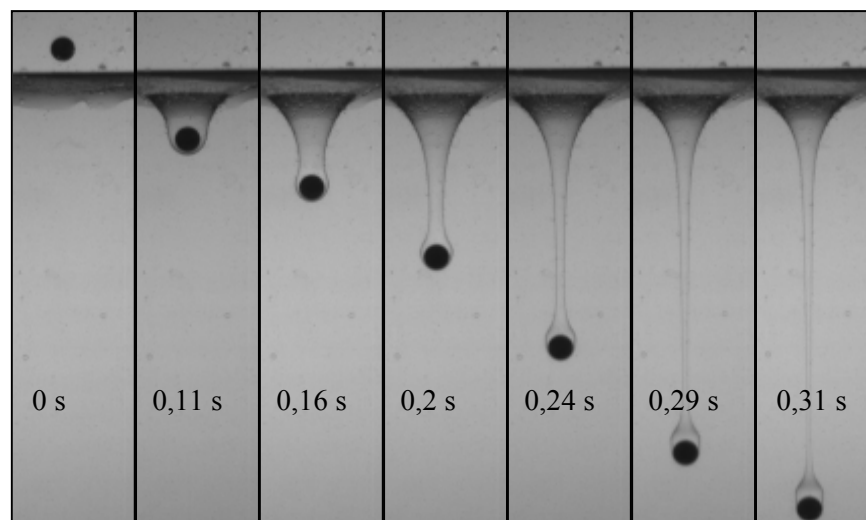


Figure AN.IV.5. Traversée de l'interface par une sphère rigide en acier ($d = 4$ mm) dans le système 25% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,05$ et $\gamma = 1,061$).

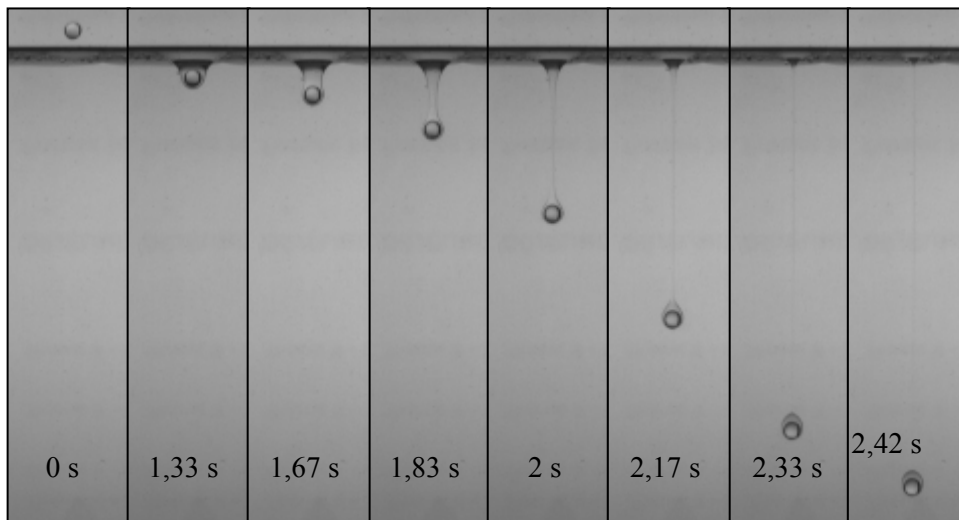


Figure AN.IV.6. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4$ mm) dans le système 25% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,025$ et $\gamma = 1,058$).

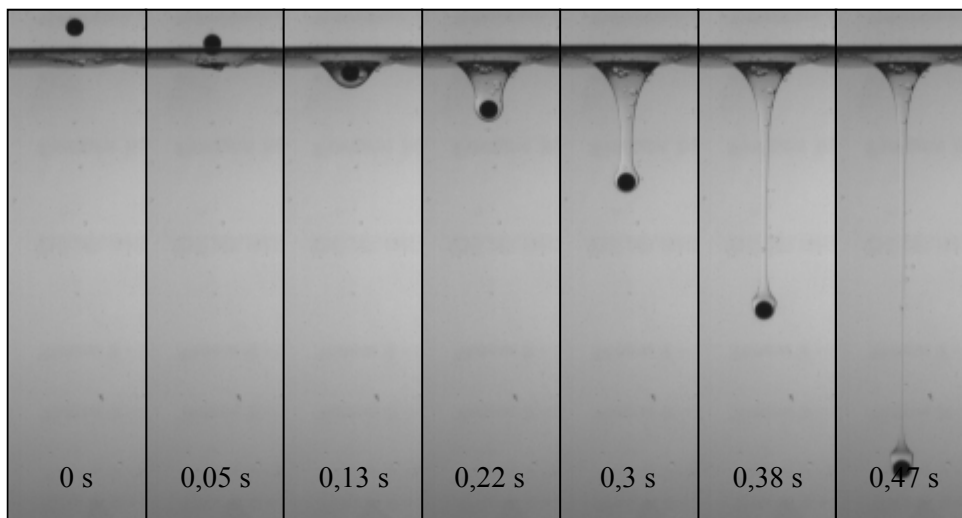


Figure AN.IV.7. Traversée de l'interface par une sphère rigide en acier ($d = 4$ mm) dans le système 25% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,025$ et $\gamma = 1,058$).

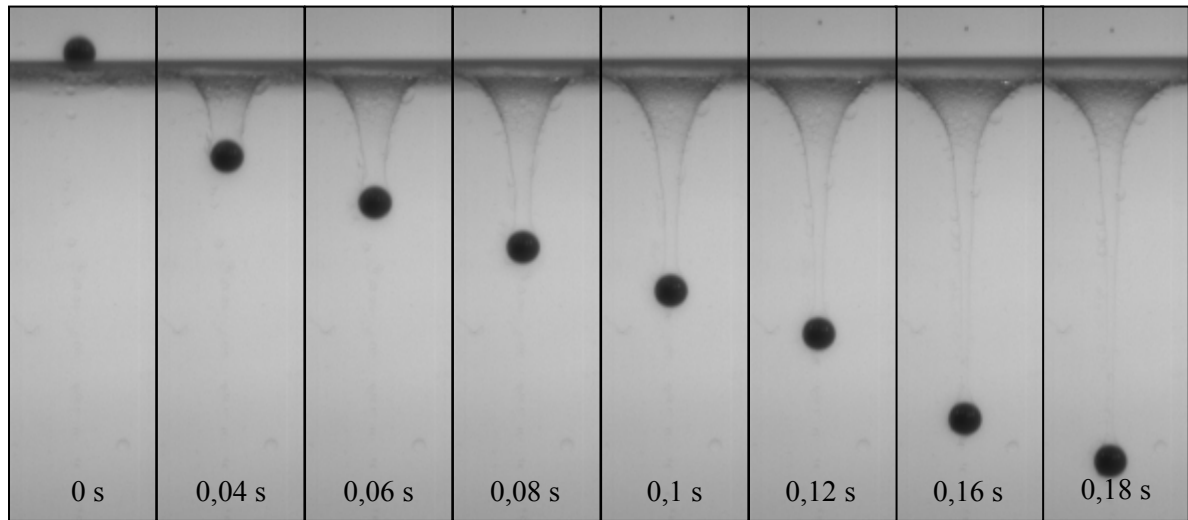
AN-IV.2.3. Systèmes 50% Emkarox–silicone

Figure AN.IV.8. Traversée de l'interface par une sphère rigide en acier ($d = 4 \text{ mm}$) dans le système 50% Emkarox–silicone 100, ($\kappa = 0,625$ et $\gamma = 1,085$).

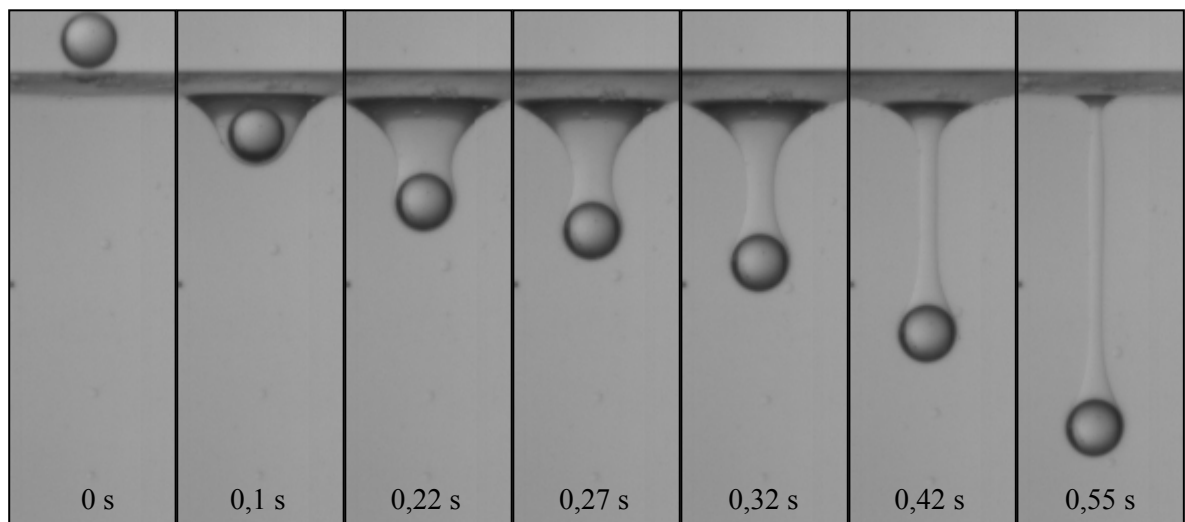


Figure AN.IV.9. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4 \text{ mm}$) dans le système 50% Emkarox–silicone 100, ($\kappa = 2,5$ et $\gamma = 1,084$).

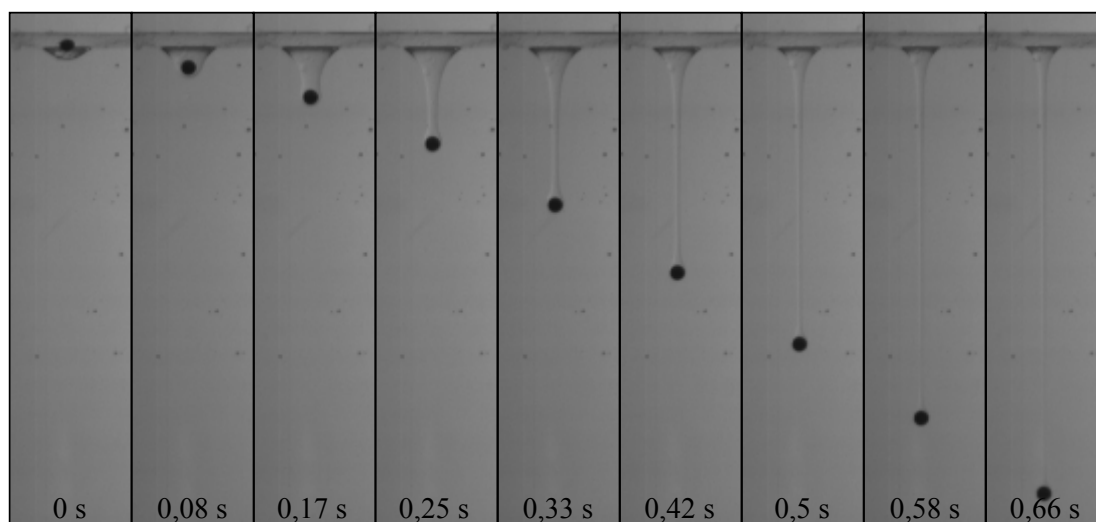


Figure AN.IV.10. Traversée de l'interface par une sphère rigide en acier ($d = 4$ mm) dans le système 50% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,25$ et $\gamma = 1,078$).

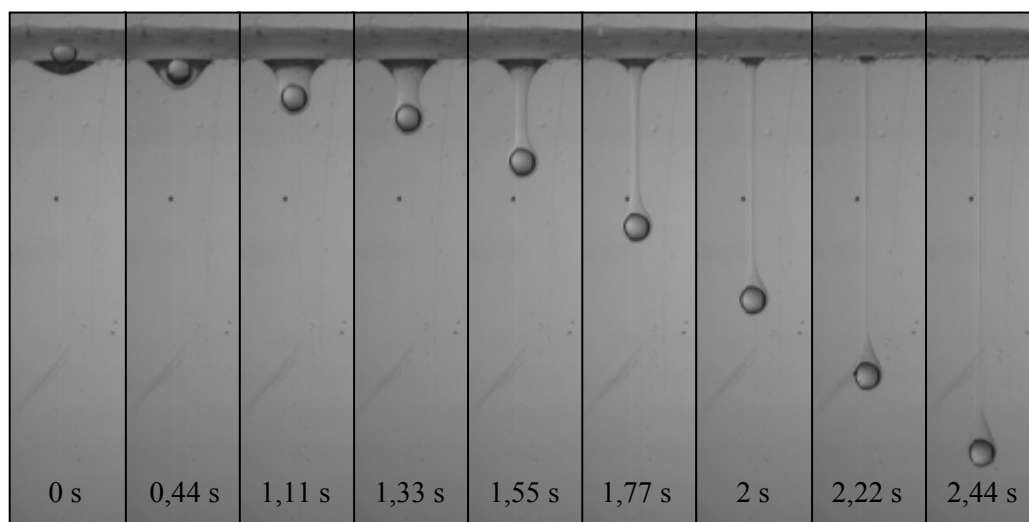


Figure AN.IV.11. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4$ mm) dans le système 50% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,25$ et $\gamma = 1,078$).

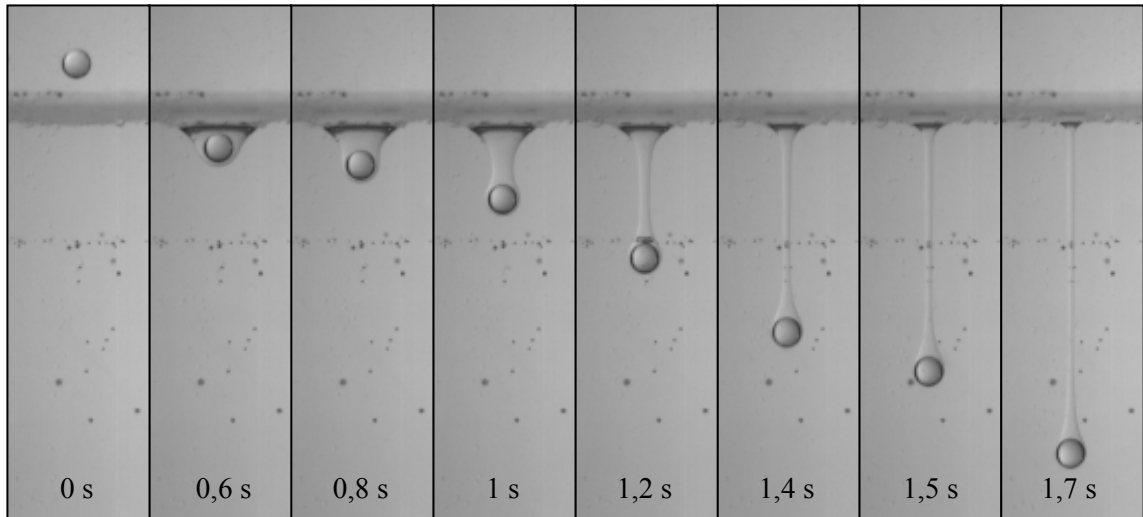


Figure AN.IV.12. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4$ mm) dans le système 50% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,5$ et $\gamma = 1,078$).

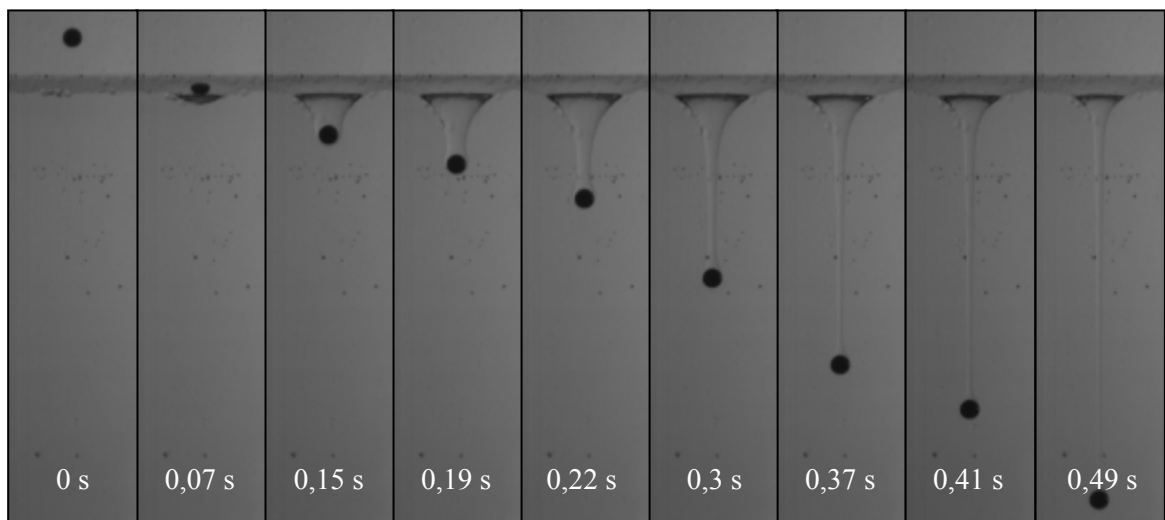


Figure AN.IV.13. Traversée de l'interface par une sphère rigide en acier ($d = 4$ mm) dans le système 50% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 0,5$ et $\gamma = 1,078$).

AN-V.2.4. Systèmes 65% Emkarox–silicone

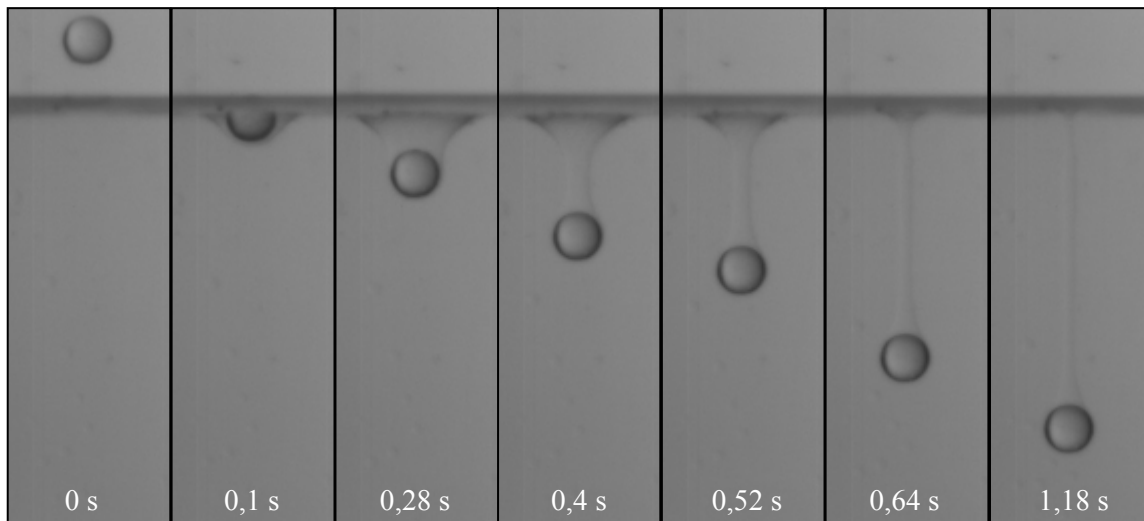


Figure AN.IV.14. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4$ mm) dans le système 65% Emkarox–silicone 100, ($\kappa = 6,25$ et $\gamma = 1,09$).

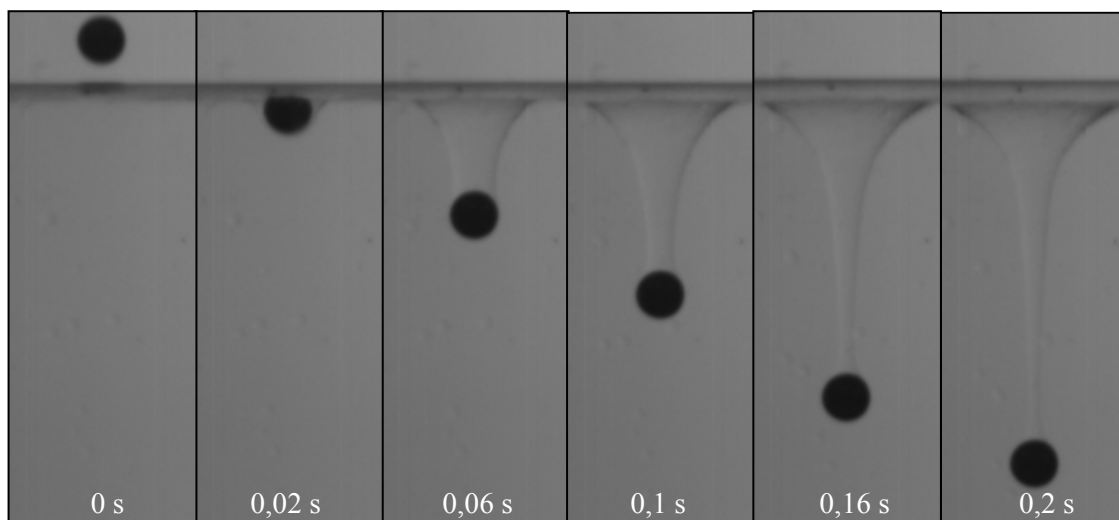


Figure AN.IV.15. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4$ mm) dans le système 65% Emkarox–silicone 100, ($\kappa = 6,25$ et $\gamma = 1,09$).

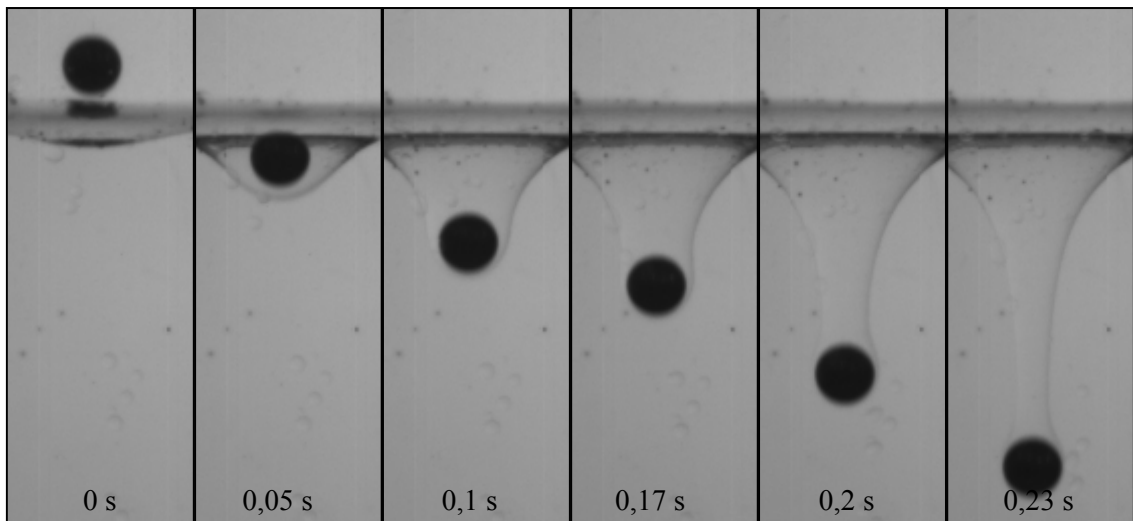


Figure AN.IV.16. Traversée de l'interface par une sphère rigide en acier ($d = 4 \text{ mm}$) dans le système 65% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 1,25$ et $\gamma = 1,085$).

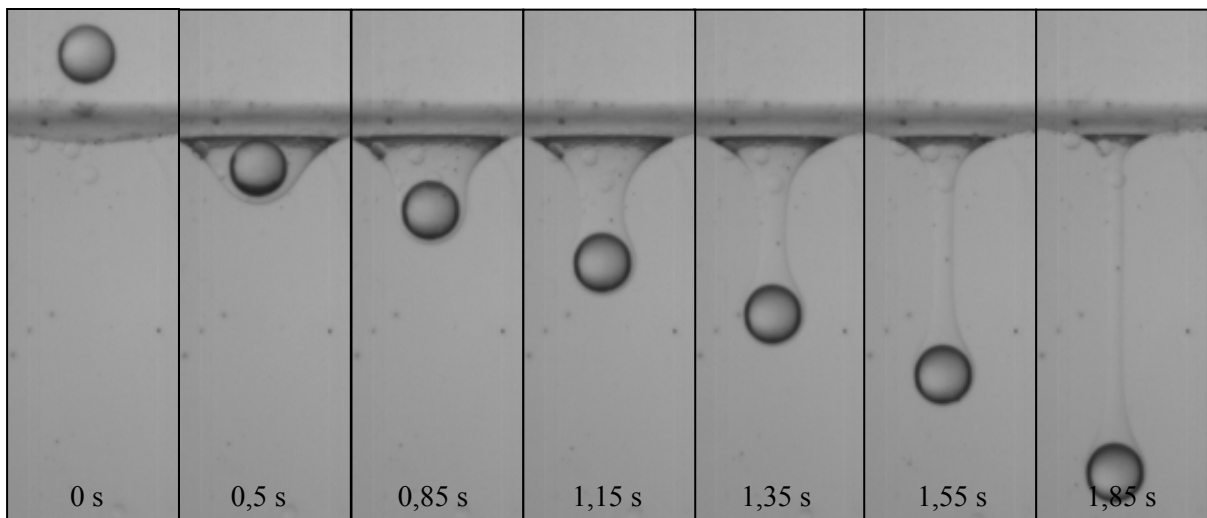


Figure AN.IV.17. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4 \text{ mm}$) dans le système 65% Emkarox–silicone 500, ($\kappa = 1,25$ et $\gamma = 1,085$).

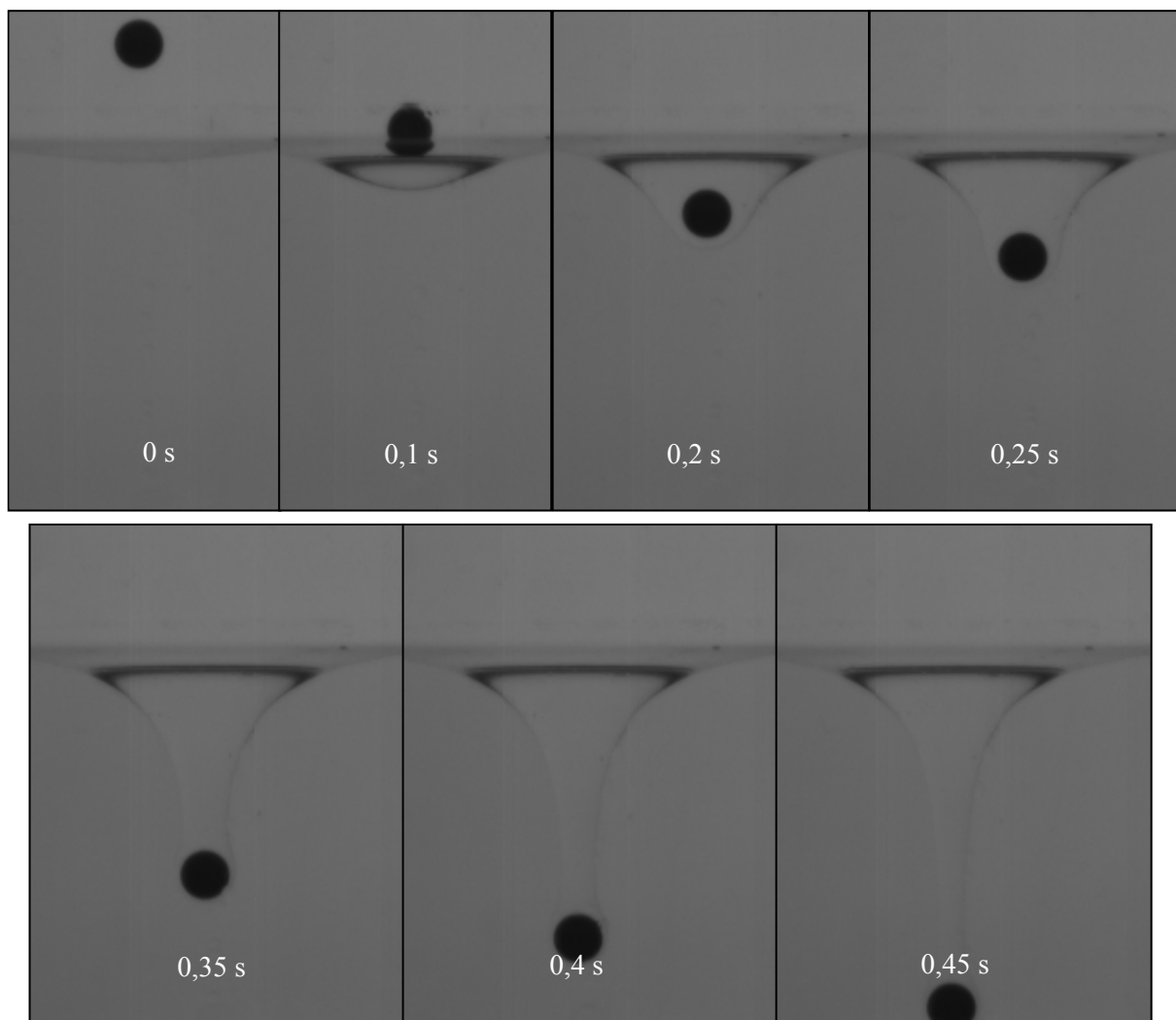


Figure AN.IV.18. Traversée de l'interface par une sphère rigide en acier ($d = 4 \text{ mm}$) dans le système 65% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,625$ et $\gamma = 1,085$).

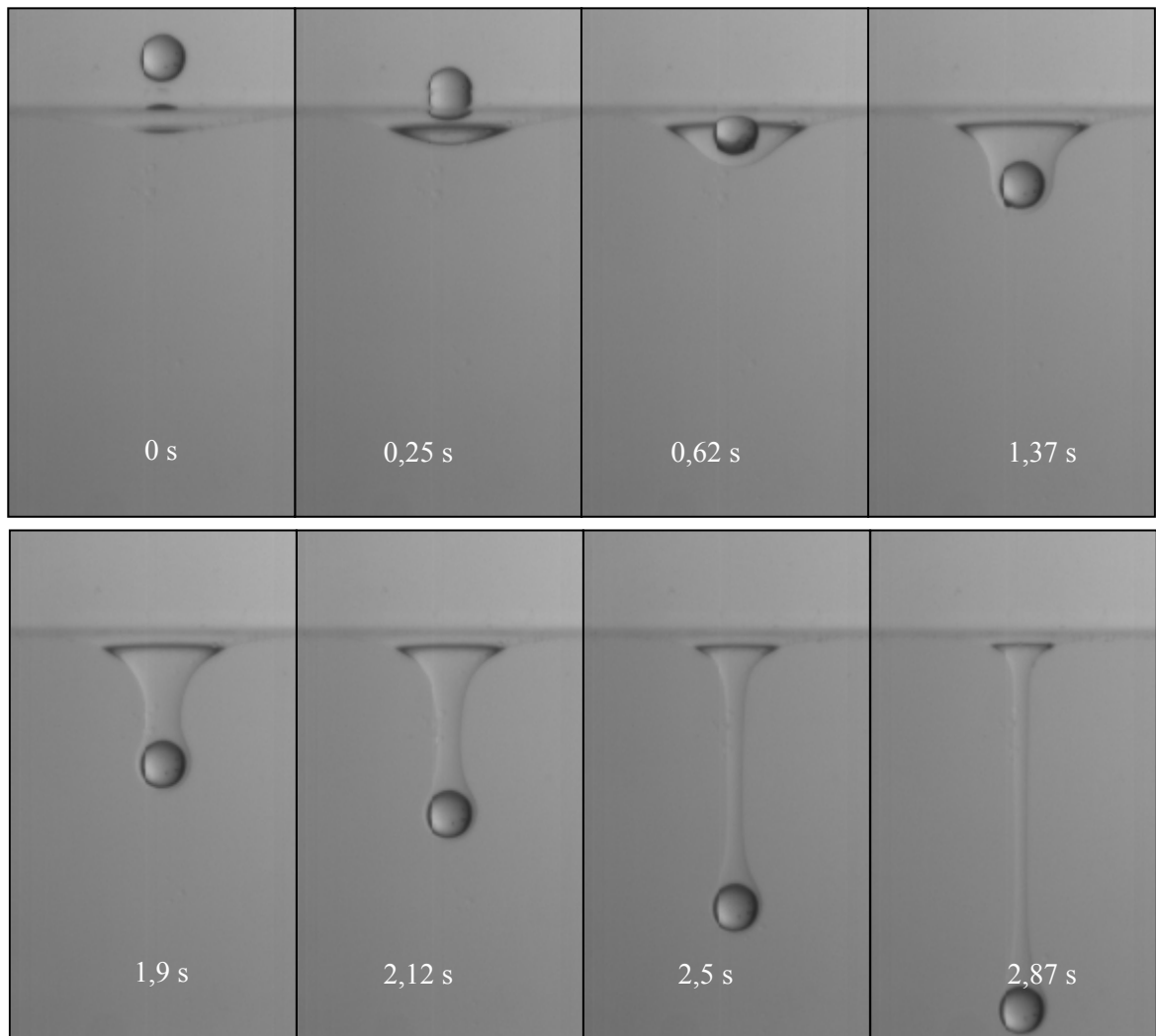


Figure AN.IV.19. Traversée de l'interface par une sphère rigide en verre ($d = 4$ mm) dans le système 65% Emkarox–silicone 1000, ($\kappa = 0,625$ et $\gamma = 1,085$).

AN-IV.3. Comparaison des vitesses dans les deux phases aqueuse et huileuse aux vitesses terminales théoriques

Dans cette section nous comparons la vitesse obtenue par analyse d'images pour la sphère dans la phase aqueuse et huileuse, à la vitesse terminale calculée selon la corrélation de Haider et Levenspiel (1989). Cette corrélation, obtenue à partir de 408 points expérimentaux, exprime la vitesse terminale de chute d'une particule rigide de forme quelconque en milieu newtonien selon la relation:

$$U_t = U_* \left[\frac{\rho_L^2}{g \eta_L (\rho_s - \rho_L)} \right]^{-1/3} \quad (\text{AN.1})$$

U_* est une vitesse adimensionnelle donnée par:

$$U_* = \left[\frac{18}{d_*^2} + \frac{3K_1}{4d_*^{0.5}} \right]^{-1} \quad (\text{AN.2})$$

d_* représente un diamètre adimensionnel et K_1 un paramètre dépendant de la forme de la particule (la sphéricité).

$$d_* = d_s \left[\frac{g \rho_L (\rho_s - \rho_L)}{\eta_L^2} \right]^{1/3} \quad (\text{AN.3})$$

$$K_1 = 3,1131 - 2,3252 \phi \quad (\text{AN.4})$$

ϕ est un facteur de forme de la particule; il représente le rapport de la surface d'une sphère de même volume que la particule sur la surface réelle de cette dernière. Ainsi, pour une sphère $\phi = 1$.

Le tableau AN.IV.1 présente les vitesses U_1 et U_2 des sphères dans les deux phases aqueuse et huileuse respectivement, et les vitesses terminales U_{t1} et U_{t2} de ces sphères dans les mêmes liquides estimées par la corrélation de Haider et Levenspiel (1989). Pour la sphère en céramique ($d = 20$ mm), il est évident que sa vitesse est inférieure à la vitesse terminale de chute à cause des effets de

bords, ce qui n'est pas le cas pour la sphère en verre ($d = 8 \text{ mm}$). A partir de ce tableau nous pouvons rendre compte de l'effet de ralentissement de la sphère à l'interface notamment pour la sphère en céramique, qui commence à ralentir bien avant son arrivée à l'interface.

Phase 1 aqueuse	<i>Eau</i>	<i>Eau</i>	25% HV45	25% HV45	50% HV45	50% HV45	65% HV45	65% HV45	65% HV45
Phase 2 huileuse	<i>silicone 100</i>	<i>silicone 500</i>	<i>silicone 500</i>	<i>silicone 1000</i>	<i>silicone 100</i>	<i>silicone 500</i>	<i>silicone 100</i>	<i>silicone 500</i>	<i>silicone 1000</i>
η_1 (Pa.s)	0,001	0,001	0,025	0,025	0,25	0,25	0,625	0,625	0,625
η_2 (Pa.s)	0,1	0,5	0,5	1	0,1	0,5	0,1	0,5	1
ρ_1 (kg/m ³)	1000	1000	1024	1024	1046	1046	1052	1052	1052
ρ_2 (kg/m ³)	965	970	970	970	965	970	965	970	970
	<i>sphère rigide en céramique ($d = 20 \text{ mm}$)</i>								
ρ_s (kg/m ³)	2400	2400	2400	2400	2400	2400	2400	2400	2400
U_1 (m/s)	0,6	0,48	0,58	0,58	0,43	0,37	0,285	0,29	0,245
U_2 (m/s)	0,52	0,27	0,3	0,11	0,25	0,26	0,27	0,16	0,09
U_{H1} (m/s)	0,88	0,88	0,81	0,81	0,49	0,49	0,3	0,3	0,3
U_{H2} (m/s)	0,71	0,37	0,37	0,23	0,71	0,37	0,71	0,37	0,23
	<i>sphère rigide en verre ($d = 8 \text{ mm}$)</i>								
ρ_s (kg/m ³)	2520	2520	2520	2520	2520	2520	2520	2520	2520
U_1 (m/s)	0,42	0,33	0,3	0,27	0,15	0,145	0,083	0,087	0,083
U_2 (m/s)	0,24	0,09	0,1	0,045	0,2	0,08	0,22	0,092	0,045
U_{H1} (m/s)	0,58	0,58	0,45	0,45	0,15	0,15	0,072	0,072	0,072
U_{H2} (m/s)	0,285	0,092	0,092	0,05	0,285	0,092	0,285	0,092	0,05

Tableau AN.IV.1. Comparaison des vitesses expérimentales des sphères dans les deux phases aux vitesses terminales estimées par la corrélation de Haider et Levenspiel (1989).

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Madame Véronique HALLOIN, Professeur, Université Libre de Bruxelles, Belgique

Monsieur Henri VAN DAMME, Professeur, ESPCI, PPMD, Paris

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur KEMIHA Mohammed

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

"Étude expérimentale des écoulements polyphasiques : phénomènes interfaciaux"

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Génie des procédés et des produits** »

Fait à Vandoeuvre, le 29 juin 2006

Le Président de l'I.N.P.L.,

L. SCHUFFENECKER



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX