



Comportement d'un couple de bulles micrométriques sous excitation ultrasonore

Gabriel Regnault

► To cite this version:

Gabriel Regnault. Comportement d'un couple de bulles micrométriques sous excitation ultrasonore. Autre. Université de Lyon, 2021. Français. NNT : 2021LYSEC042 . tel-03575595

HAL Id: tel-03575595

<https://theses.hal.science/tel-03575595>

Submitted on 15 Feb 2022

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.



Numéro d'ordre NNT : 2021LYSEC42

Thèse de Doctorat de l'Université de Lyon opérée au sein de l'École Centrale de Lyon

École doctorale n° 162
Mécanique Énergétique Génie Civil et Acoustique

Spécialité du doctorat : acoustique

Soutenue publiquement le 22/11/2021, par

Gabriel Regnault

Comportement d'un couple de bulles micrométriques
sous excitation ultrasonore

Devant le jury composé de :

Michaël Baudoin	Professeur des Universités, Université de Lille	Rapporteur
Philippe Marmottant	Directeur de Recherche CNRS, Université Grenoble Alpes	Rapporteur
Caroline Deric	Maître de Conférences, Université Paris Diderot	Examinatrice
Philippe Blanc-Benon	Directeur de Recherche CNRS, École Centrale de Lyon	Directeur de thèse
Claude Inserra	Maître de Conférences, Université Claude Bernard Lyon 1	Co-directeur de thèse
Cyril Mauger	Maître de Conférences, INSA de Lyon	Co-directeur de thèse

Remerciements

Ce manuscrit représente l’aboutissement de 3 années de travail, mais également trois années d’échanges, de conseils et de partage. Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui ont participé, de près ou de loin, à ce travail.

Tout d’abord, je tiens à remercier Claude Inserra. Merci pour ton soutien inconditionnel, pour ton implication de tous les jours, pour nos nombreuses discussions et les heures de manip partagées dans ce que tu aimes appeler “les ambiances jazzy” du sous-sol. Merci de m’avoir fait confiance depuis le début et pendant ces trois superbes années. Merci également Cyril Mauger, pour ton accompagnement, pour nos nombreuses discussions à l’INSA, partagées autour d’un café ou de la manip et pour ton soutien au quotidien. Grâce à toi tout s’est passé comme prévu. Merci Philippe Blanc-Benon d’avoir accepté d’encadrer cette thèse. Merci pour les nombreuses relectures qui ont permis d’aboutir aujourd’hui à ce manuscrit.

Je tiens également à remercier Alexander A. Doinikov, que j’ai eu la chance et le privilège de rencontrer durant cette thèse. Il aura fallut de la patience pour converger vers la 10^{ème} décimale de chaque variable des simulations de *microstreaming*, mais nous y sommes arrivés. Merci pour tes conseils et tes encouragements.

Je me dois également de remercier mon homologue belge, Maxime Fauconnier, avec qui nous nous suivons depuis cette fameuse première promotion du Master Acoustique de Lyon, et jusqu’à la fin de nos thèses. Ces cinq années à partager la passion de l’acoustique, et des bulles, furent un réel plaisir !

Je souhaite également remercier tous mes collègues, de l’INSA du LabTAU, qui ont rendu ces trois années, quoique mouvementées par des péripéties “covidienne”, particulièrement agréables. Les discussions me manqueront.

Bien sûr, ces trois ans ce n’est pas que le travail. Il y a aussi la famille et les copains. Je tiens à remercier plus particulièrement mes parents qui me soutiennent depuis le début. Ce

manuscrit vous est dédié.

Merci aussi à Théo (ouais t'es en premier, t'as quand même relu un peu la thèse), Marie, Valentine, Mathis, Clément, Victor et Mathilde. J'ai passé avec vous des moments inoubliables.

Il y a aussi la musique (!), la rumba, les tambours, les sessions irlandaises. . . . Merci particulièrement à Isel et à Mathis, grâce à qui j'ai pu jouer et partager d'incroyables moments musicaux.

Enfin, merci Clémence, avec qui je m'envole, la bague au doigt, vers de nouvelles aventures. Merci pour ton amour, merci pour tout.

Contents

List of Figures	v
Introduction	1
1 La bulle sous toutes ses formes	5
1.1 De l'intérêt des bulles	5
1.1.1 Définition de la cavitation	5
1.1.2 Quelques applications en ingénierie	7
1.1.3 Les bulles dans le contexte médical	8
1.2 Étude d'une bulle unique	11
1.2.1 Oscillations radiales de bulles	11
1.2.2 Oscillations non-sphériques	14
1.2.3 D'autres phénomènes liés aux bulles	17
1.3 La bulle comme source acoustique et d'écoulements	20
1.3.1 Émission acoustique d'une bulle	20
1.3.2 <i>Microstreaming</i>	22
1.4 Les bulles en interaction	24
1.4.1 Le couple de bulles oscillantes	25
1.4.2 Vers un ensemble à N bulles	28
2 <i>Microstreaming</i> induit par une bulle oscillante	31
2.1 Observations expérimentales du <i>microstreaming</i>	32
2.1.1 Description du dispositif expérimental	32
2.1.2 Protocole expérimental	38
2.2 Post-traitement des mesures	40
2.2.1 Analyse de l'oscillation de la bulle	40
2.2.2 PIV ou PTV ?	42
2.3 Synthèse des observations expérimentales de <i>microstreaming</i>	45
2.4 Modèle analytique des écoulements axisymétriques	48
2.5 Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux	54
2.5.1 Comparaison qualitative des motifs d'écoulement	54
2.5.2 Étude de la transition d'un motif de <i>microstreaming</i>	57
2.5.3 Comparaison quantitative du modèle et des expériences	58

2.6	Conclusions sur la comparaison théorie/expérience du <i>microstreaming</i> à une bulle	60
3	Étude de la force d'interaction au sein d'un couple de bulles	63
3.1	Mesures de la force d'interaction	65
3.1.1	Le dispositif expérimental	65
3.1.2	Principe de la mesure de la force d'interaction	67
3.1.3	Protocole de mesure et calibration	69
3.1.4	Couples de bulles en oscillations sphériques	72
3.1.5	Couple de bulles en oscillations non-sphériques	74
3.1.6	Interaction forte d'un couple de bulles	79
3.2	Conclusion sur les forces d'interaction	82
4	Couplage acoustique entre deux bulles oscillantes	85
4.1	Couplage entre deux bulles sphériques	86
4.1.1	Couplage entre deux bulles oscillant en phase	86
4.2	Couplage acoustique entre deux bulles non-sphériques	91
4.2.1	Déclenchement d'instabilités non-sphériques	92
4.2.2	Mise en évidence d'un couplage sous-harmonique	96
4.3	Bulles rebondissantes et excitation non paramétrique d'un mode	99
4.3.1	Étude du rebond	100
4.3.2	Excitation non-paramétrique d'un mode de surface	103
5	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles	109
5.1	Rappel sur le dispositif expérimental	110
5.2	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles sphériques	110
5.2.1	Les causes possibles du <i>microstreaming</i> d'un couple de bulles en oscillations radiales	110
5.2.2	Cas des oscillations radiales en phase	112
5.2.3	Oscillations radiales déphasées	114
5.3	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles en modes de surface	116
5.3.1	Signatures des écoulements de bulles en modes zonaux	116
5.3.2	Signatures des écoulements de bulles en modes sectoraux	121
5.3.3	Écoulements de rotation par excitation HF	125
	Conclusions et perspectives	129
A	Utilisation des codes pour la prédiction d'écoulements induits autour d'une bulle oscillante	135
A.1	Présentation des codes	135
A.2	Exemple	136
A.2.1	Initialisation du code	136

A.2.2	Affichage des résultats	137
B	Modèle pour la prédiction des écoulements induits par un couple de bulles	139
B.1	Présentation du modèle	139
B.2	Deux bulles en oscillations radiales	140
B.3	Étude de l'influence de la viscosité du fluide	141
	Bibliography	145
	Publications personnelles	159

List of Figures

1.1	Illustration des différents régimes de cavitation et des phénomènes associés. .	6
1.2	Illustrations des possibles actions (rotation ou déformation) permises par l'utilisation des micro-écoulements induits par les bulles oscillantes.	8
1.3	Représentation schématique des différents mécanismes en jeu pour la sonoporation cellulaire et pour le <i>sonoprinting</i>	10
1.4	Illustration de la non-linéarité des oscillations, en fonction du rayon au repos de la bulle et de l'amplitude de pression acoustique ($f = 30$ kHz).	14
1.5	Seuils de déclenchement des instabilités paramétriques de degrés 2 à 6 pour une fréquence $f = 31.25$ kHz.	16
1.6	Illustration des deux méthodes de déclenchement de modes de surface.	18
1.7	Représentation de la force de Bjerknes primaire.	19
1.8	Champs de pression induits par différents modes axisymétriques.	22
1.9	Illustration du <i>microstreaming</i> généré par une bulle oscillante.	22
1.10	Réponse d'un couple de bulles à une excitation harmonique.	26
1.11	Illustration d'un mélange bulleux sphérique monodisperse, tel que considéré par d'Agostino et Brennen [32].	28
2.1	Représentation du montage expérimental utilisé pour la mesure d'oscillations non-sphériques d'une bulle unique dans un champ stationnaire.	33
2.2	Modélisation (COMSOL) du champ stationnaire à 31.25 kHz généré dans la cuve utilisée lors des expériences.	34
2.3	Exemple de déclenchement par coalescence d'un mode de degré $n = 3$	35
2.4	Cartographie rayon/pression des seuils de déclenchement des instabilités paramétriques observées expérimentalement.	36
2.5	Représentation schématique du montage expérimental permettant la mesure du <i>microstreaming</i>	38
2.6	Protocole expérimental utilisé pour la mesure de <i>microstreaming</i> et des oscillations associées de la bulle.	39
2.7	Illustration des biais induits par la mesure 2D du contour de la bulle.	42
2.8	Analyse modale d'une bulle oscillant sur un mode principal d'ordre $n = 3$. .	43
2.9	3 méthodes de traitement de mesure d'écoulement.	44
2.10	Différenciation des différents motifs d'écoulement observés expérimentalement en fonction de l'amplitude de pression et de la taille des bulles.	46

2.11	Motif d'écoulement associé à un mode de degré $n = 2$	46
2.12	Motifs d'écoulement associés à un mode de degré $n = 3$	47
2.13	Motifs d'écoulement associés à un mode de degré $n = 4$	47
2.14	Représentation schématique du système considéré pour l'approche théorique de calcul du <i>microstreaming</i>	49
2.15	Motifs de <i>microstreaming</i> théoriques générés par différentes interactions modales.	52
2.16	Comparaison des profils de vitesse théoriques pour des motifs d'écoulement identiques.	53
2.17	Comparaison du modèle théorique avec la littérature.	54
2.18	Comparaison du motif de streaming expérimental avec le motif théorique pour un mode 2.	55
2.19	Comparaison du motif de streaming expérimental avec le motif théorique pour un mode 3.	56
2.20	Comparaison du motif de streaming expérimental avec le motif théorique pour un mode 4.	57
2.21	Évolution du motif de <i>microstreaming</i> pour une même bulle en mode 4.	59
2.22	Comparaison théorique/expérimentale selon une direction particulière.	60
3.1	Montage expérimental utilisé pour la mesure de la force d'interaction agissant sur deux bulles oscillantes.	66
3.2	Représentation schématique des forces agissant sur les bulles.	69
3.3	Illustration d'une série de mesures de la force d'attraction agissant sur deux bulles oscillantes.	70
3.4	Caractérisation du champ de piégeage.	71
3.5	Exemple de relation tension/pression obtenue pour une bulle unique.	72
3.6	Mesure de la force de Bjerknes secondaire agissant sur un couple de bulles oscillantes.	73
3.7	Mesure de la force de Bjerknes pour 10 séries distinctes.	75
3.8	Évolution d'un couple de bulles en oscillations radiales puis non-sphériques.	76
3.9	Mesure de la force d'interaction avec la présence d'un mode de surface.	77
3.10	Observation de l'attraction/répulsion d'un couple de bulles sous l'influence d'une oscillation non-sphérique et de l'écoulement induit.	79
3.11	Observation d'un cas d'attraction forte d'un couple de bulles pour une pression acoustique croissante.	80
3.12	Étude du changement de signe de la force agissant sur un couple de bulles, dont la distance de séparation décroît.	82
4.1	Étude du couplage constructif au sein d'un couple de bulles.	88
4.2	Étude du couplage destructif au sein d'un couple de bulles.	90
4.3	Couplage pour deux bulles déphasées.	91

4.4	Déclenchement de modes de surface pour un couple de bulles de rayons d'équilibre $(R_{0,1}, R_{0,2}) \sim 80 \mu\text{m}$.	93
4.5	Illustration des modes zonaux et sectoraux.	93
4.6	Déclenchement de modes sectoraux.	95
4.7	Étude du type d'instabilité observé en fonction du rayon d'équilibre de la bulle.	96
4.8	Étude du couplage sous-harmonique pour des bulles éloignées.	97
4.9	Étude du couplage sous-harmonique pour des bulles proches.	99
4.10	Observation de la mise en place d'un rebond entre deux bulles oscillantes, piégées autour d'un nœud de pression du champ HF.	101
4.11	Observation sur une période de rebond d'un couple de bulles.	102
4.12	Étude du déclenchement non-paramétrique d'un mode d'ordre $n = 8$.	103
4.13	Évolution temporelle des déplacements tangentiels de l'interface de la bulle 2 du cas étudié en figure 4.11.	104
4.14	Analogie entre une bulle et une corde vibrante.	106
5.1	Schéma du dispositif expérimental dédié à la mesure d'écoulements générés par un couple de bulles.	111
5.2	Illustrations des phénomènes possibles théoriquement quant à la mise en place d'un <i>microstreaming</i> par un couple de bulles sphériques.	112
5.3	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles sphériques, oscillant en phase.	113
5.4	Micro-écoulements induits par un couple de bulles sphériques en oscillations radiales déphasées.	115
5.5	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles oscillant selon des modes zonaux d'ordre 4.	117
5.6	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles, dont une oscille selon un mode 5.	118
5.7	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles proches, dont une oscille selon un mode 7.	119
5.8	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles proches, dont une oscille selon un mode 7.	119
5.9	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles proches, en translation périodique l'une par rapport à l'autre, et dont une oscille selon un mode 6.	120
5.10	<i>Microstreaming</i> d'un couple de bulles proches, présentant respectivement un mode d'ordre 7 pour la bulle 1 et un mode d'ordre 8 pour la bulle 2.	120
5.11	Étude de l'écoulement induit par une bulle en mode sectoral de degré $n = 5$.	122
5.12	Influence de la distance de séparation sur le motif induit par un mode de type sectoral.	123
5.13	Écoulement induit par deux bulles en mode sectoral de degré $n = 4$.	123
5.14	Mesure des contraintes de cisaillement induites par le couple de bulles présenté en figure 5.13.	124
5.15	Observations d'écoulements de rotation autour de couples de bulles.	126
5.16	Écoulement rotatif induit autour d'une bulle unique, piégée dans un champ stationnaire HF.	127

A.1	Résultats obtenus pour le cas discuté ci-dessus. On trace l'écoulement total (en haut) et chacune des interaction participant à cet écoulement (2-2, 0-4 et 4-4).	138
B.1	Représentation du système étudié pour le modèle d'écoulement induit par deux bulles en oscillations axisymétriques.	140
B.2	Illustration du domaine de validité des solutions pour le modèle d'écoulement induit par deux bulles en oscillations axisymétriques.	141
B.3	Évolution des écoulements induits par un couple de bulle de rayons $R_{0,1} = R_{0,2} = 50 \mu\text{m}$ oscillant à la fréquence $f = 30 \text{ kHz}$ selon leur mode radial, en fonction de la distance inter-bulles.	142
B.4	Signatures d'écoulement induits par un couple de bulles de rayons identiques oscillant selon le mode radial et le mode de degré 2.	143
B.5	Amplitude du champ de vitesse Lagrangien $\mathbf{v}_L$ induit par un couple de bulles oscillant selon le mode radial et le mode de degré 2.	144

Introduction

Les bulles, nous les rencontrons tous les jours. Parfois sans le savoir, en nous craquant les doigts (car oui, ce son provient bien de petites bulles piégées dans nos jointures !), ou en jouant la mélodie que l'on entend monter progressivement dans les aigus en frappant régulièrement au fond d'une tasse de café vigoureusement mélangée. Parfois en pleine conscience, attablé en terrasse et dégustant selon ses goûts, et ses moyens, une bière légère ou une coupe de champagne. Mais la présence des bulles ne se limite pas à notre quotidien, et n'est pas toujours synonyme de satisfaction. C'est d'ailleurs pour leurs effets dévastateurs sur les hélices de bateau qu'elles furent initialement étudiées [28]. D'autres phénomènes violents, tels que les éruptions volcaniques [74], leur sont également associés (elles peuvent atteindre dans ce cas jusqu'à plusieurs mètres !). Alors que, dans la première moitié du XX^e siècle, il a été question de se débarrasser de ces bulles, ou tout du moins d'éviter de les créer, plus récemment on remarque un intérêt grandissant pour leurs propriétés uniques d'actions localisées et contrôlées, notamment dans le domaine médical ou pour des dispositifs microfluidiques. C'est au travers de ce prisme, de cet intérêt récent pour les bulles, que j'en ai abordé l'étude, avec notamment comme objectif de comprendre l'interaction d'un couple de bulles acoustiques.

Lorsqu'une bulle est soumise à un champ acoustique, elle oscille naturellement selon son mode radial. Étant un oscillateur non-linéaire, la réponse d'une bulle à cette sollicitation acoustique présente généralement un spectre harmonique complexe (présence d'harmoniques et d'ultra-harmoniques) et peut, sous-certaines conditions sur sa taille et sur l'amplitude de pression excitatrice, présenter des déformations non-sphériques, appelées modes de surface. En plus de leurs signatures acoustiques particulières (les modes sont excités paramétriquement et oscillent donc à la fréquence sous-harmonique), ces modes permettent la mise en place d'un écoulement lent, par rapport à l'échelle acoustique, appelé communément *microstreaming*. J'utiliserai également dans ce manuscrit le terme "micro-écoulements" pour me référer à ce phénomène. Ces écoulements sont très étudiés actuellement, de par leur capacité à induire un mélange à très petite échelle (de l'ordre du micromètre) ou par les contraintes de cisaillement qu'ils appliquent sur tout corps présent dans le voisinage de la bulle. Expérimentalement, les propriétés acoustiques (oscillations) et fluidiques (micro-écoulements) sont

étudiées sur une bulle seule, posée sur substrat (en microfluidique) ou entourée d'un milieu infini (par lévitation acoustique). Dès qu'un ensemble de bulles (un nuage) est considéré, alors souvent seuls les aspects applicatifs sont quantifiés, comme la destruction de matériel biologique, la perméabilisation de membranes cellulaires, ou l'érosion / le nettoyage de surfaces solides. Très peu d'études expérimentales ont visé à la compréhension des interactions acoustofluidiques au sein d'un nuage de bulles, de par la complexité d'observer et de mesurer des phénomènes au sein d'un ensemble tridimensionnel de bulles. Une étape intermédiaire entre l'étude d'une bulle unique et d'un nuage de bulles est d'étudier un couple de bulles oscillantes à distance contrôlée. Même si de nombreuses études théoriques et numériques ont abordé ce problème, rares sont les expériences permettant de quantifier les couplages acoustiques entre bulles, l'apparition d'oscillations non sphériques ou les micro-écoulements induits par deux bulles très proches. L'objectif de cette thèse est d'observer, décrire puis quantifier différents mécanismes d'interaction acoustique et fluide entre deux bulles.

Le manuscrit est organisé comme suit. Dans le premier chapitre, nous présenterons le contexte général dans lequel s'inscrit ce travail, au travers d'une revue non-exhaustive des enjeux, dans le domaine de l'ingénierie et dans le domaine médical, associés aux bulles oscillantes. Puis, toujours dans ce chapitre, nous introduirons progressivement l'oscillation d'une bulle unique, sphérique ou non. Un certain regard sera porté aux effets de ces oscillations sur l'environnement direct de la bulle (champ de pression, *microstreaming*). D'autres particularités seront aussi étudiées, avec notamment la lévitation acoustique ou le phénomène de diffusion rectifiée. Cette introduction sur le cas de la bulle unique nous permettra ensuite d'aborder celui d'un couple de bulles en interaction, puis par extension celui d'un ensemble de bulles plus important.

Le second chapitre est dédié à l'étude des micro-écoulements générés par une bulle unique, en oscillation non-sphérique axisymétrique. Tout comme pour les chapitres suivants, le contexte dans lequel chaque chapitre s'inscrit sera brièvement rappelé en introduction, au risque de certaines répétitions, pour permettre une lecture indépendante de ces différents chapitres. Ensuite, nous présenterons une expérience qui permet le déclenchement contrôlé d'instabilités de surface et la mesure des écoulements induits. Après avoir brièvement introduit un modèle récent de ces écoulements, nous proposerons une comparaison entre les expériences et ce modèle.

Avec le troisième chapitre, nous rentrerons au cœur de cette thèse par l'étude de la force d'interaction, ou force de Bjerknes secondaire, agissant sur un couple de bulles en oscillation. Nous montrerons que l'utilisation d'un champ bi-fréquentiel permet de quantifier cette force, tout en maintenant les bulles à des distances fixes, et donc en assurant leur stabilité sur un temps long devant le temps acoustique. Après avoir présenté ce nouveau dispositif expérimental, nous démontrerons que la méthode utilisée montre un bon accord avec la lit-

térature théorique, et qu'elle permet également de prendre en compte l'effet d'oscillations non-sphériques. Finalement, nous étudierons une situation également inédite pour laquelle deux bulles libres sont maintenues très proches l'une de l'autre, du fait de l'inversion de la force de Bjerknes secondaire par effet de diffusion multiple.

Nous proposerons dans le quatrième chapitre une étude du couplage acoustique d'un couple de bulles libres, maintenu à une distance de séparation constante. L'imagerie haute-cadence des phénomènes permet de quantifier précisément ce couplage pour des bulles en oscillations sphériques. Nous montrerons que l'interaction peut mener aussi bien à une amplification des oscillations qu'à leur diminution, en fonction de la taille des bulles du couple pour une même fréquence ultrasonore. Ensuite, nous profiterons de ce dispositif pour chercher un possible couplage acoustique lors d'oscillations non-sphériques des bulles et nous mettrons en évidence l'influence de la distance et de l'orientation de ces modes. La possibilité du déclenchement de modes sectoriaux asymétriques dans le champ bi-fréquentiel est également discutée. Finalement, nous étudierons le mouvement de rebond entre deux bulles très proches et son lien avec le déclenchement non-paramétrique d'un mode de surface.

Dans le cinquième chapitre, nous présenterons différentes mesures d'écoulements induits par un couple de bulles. Nous étudierons des situations allant de deux bulles sphériques en translations à deux bulles en oscillations modales paramétriques. L'influence de la distance inter-bulles sera montrée comme un paramètre important quant à l'extension des motifs observés. Finalement, nous chercherons à quantifier les contraintes de cisaillement induites dans le fluide par deux bulles identiques oscillant sur un même mode. Une conclusion générale, ainsi que les perspectives ouvertes par les travaux présentés dans cette thèse concluront ce manuscrit.

La bulle sous toutes ses formes

Ce premier chapitre a pour but d'introduire le contexte dans lequel se situe le travail de recherche présenté dans ce manuscrit ainsi que les différentes notions nécessaires à la compréhension de ce travail. Nous commencerons, en section 1.1, par définir ce contexte général, au travers des différents enjeux (ingénierie, applications thérapeutiques) liés aux bulles que nous étudions. Ensuite, nous tirerons profit des sections 1.2 et 1.3 pour définir les différentes propriétés, acoustique (oscillations) et fluide (*microstreaming*) d'une bulle unique. Ces connaissances nous permettront finalement d'aborder, en section 1.4, les phénomènes d'interactions agissant au sein tout d'abord d'un couple, puis d'ensembles plus importants de bulles.

1.1 De l'intérêt des bulles

Une des questions qui peut venir à l'esprit est très certainement : pourquoi étudier ces bulles ? Comme nous l'avons déjà brièvement évoqué en introduction, ces bulles sont au cœur de différents procédés, notamment pour l'ingénierie et le domaine médical, que nous présenterons dans cette section, après avoir introduit et défini le phénomène de cavitation.

1.1.1 Définition de la cavitation

Le phénomène de cavitation est défini par Brennen [16] comme étant la formation et l'oscillation de bulles de gaz et de vapeur au sein d'un milieu initialement à l'état liquide. Ce changement de phase est généralement observé lorsque la pression au sein du fluide chute en deçà de la pression de vapeur saturante. On appelle ce processus : "nucléation". Il est déclenché préférentiellement en présence germes (ou *nuclei*), telles que des poches nanométriques de gaz non-dissous ou des inclusions de gaz au sein de particules solides qui évoluent dans le fluide. La chute de pression peut être due soit à une accélération du fluide, ce qui est le cas par exemple au niveau des turbines de bateau ou au sein d'un venturi, soit à sa mise en oscillation par une onde acoustique si le pic de pression négative est du même ordre de grandeur que la pression ambiante. Dans les deux cas, un nombre important de bulles est

créé et elles s'organisent généralement sous la forme de filaments [6] ou de nuages de cavitation [105]. Pour permettre une nucléation contrôlée d'une bulle unique, il faut privilégier d'autres techniques comme la nucléation laser [88] (nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 2) ou l'électrolyse [57].

Après la nucléation, les bulles de cavitation soumises à un champ acoustique extérieur peuvent osciller selon deux comportements distincts : le régime de cavitation inertiel (implosions violentes) et le régime de cavitation stable (oscillation périodique de faible amplitude autour du rayon d'équilibre de la bulle), illustrés en figure 1.1. Alors qu'en régime inertiel les bulles se fragmentent après l'implosion puis se dissolvent dans le liquide, la cavitation stable permet d'assurer leur intégrité sur un temps beaucoup plus long, allant jusqu'à plusieurs minutes. D'ordinaire, on associe à la cavitation stable le phénomène de *microstreaming*, qui est un écoulement lent (par rapport à l'échelle acoustique) induit par l'atténuation visqueuse de l'onde acoustique émise par une bulle en translation ou en oscillations non-sphériques périodiques. Ce phénomène fera l'objet d'une description plus détaillée en section 1.3.2 puis plus tard en chapitre 2. Avec la cavitation inertielle viennent des effets plus violents tels que l'émission d'ondes de choc [149], la création de micro-jets [110], ou la sonoluminescence [54] (émission spontanée de lumière lors de l'implosion d'une bulle). Ces phénomènes représentent autant de problèmes que d'intérêts pour l'ingénierie ou le domaine médical.

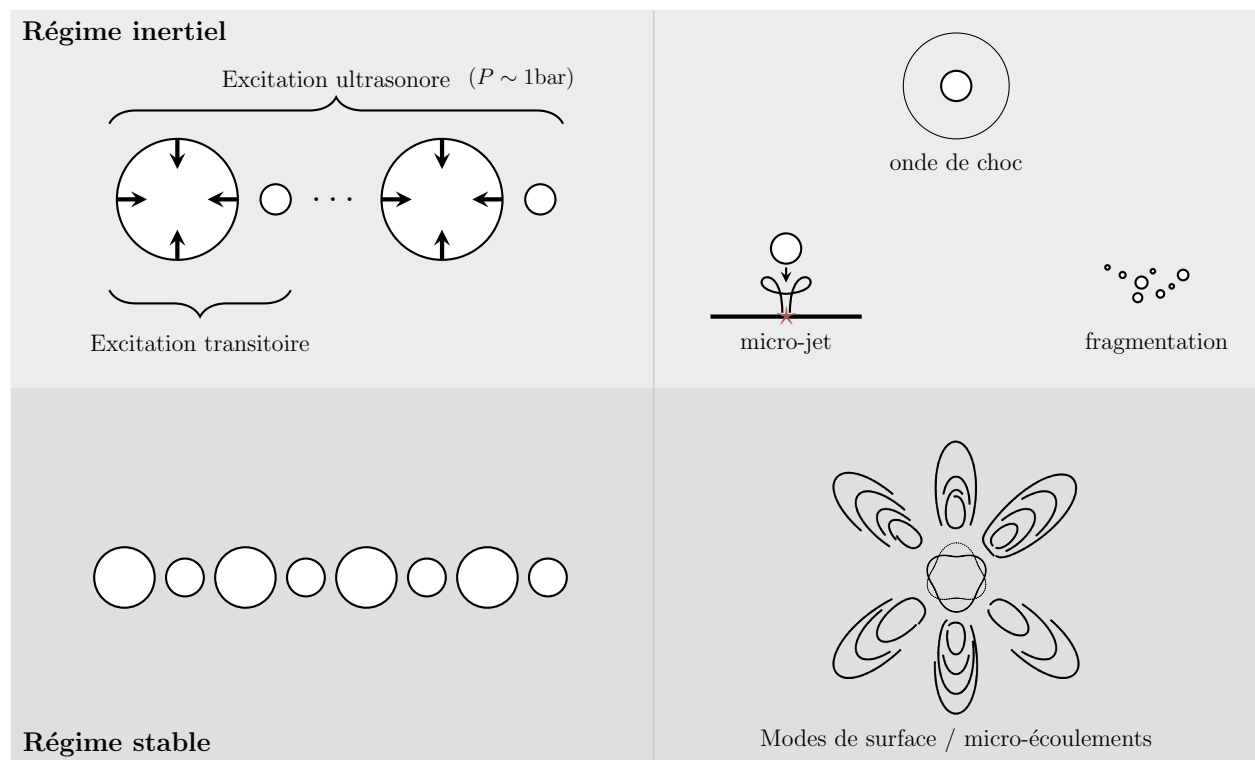


Figure 1.1 – Illustration des différents régimes de cavitation et des phénomènes associés.

1.1.2 Quelques applications en ingénierie

Les bulles en microfluidique

L'utilisation de bulles permet de concentrer à leur échelle l'énergie acoustique transportée par l'onde ultrasonore excitatrice (le rapport entre la longueur d'onde ultrasonore et le rayon de résonance des bulles pour une même fréquence est de $\lambda/R_{res} \approx 500$). Cela en fait un moyen d'action privilégié pour les systèmes dits "microfluidiques", qui sont par définition des dispositifs dont les dimensions caractéristiques sont micrométriques, comme c'est le cas par exemple des laboratoires sur puces (*lab on a chip* en anglais). Pour ces installations, la réduction d'échelle, et donc du volume fluide considéré, possède entre autres un avantage économique avec l'accélération du temps de synthèse de nano-matériaux [81] ou de l'analyse de produits chimiques [129]. À ces échelles, les écoulements observés sont essentiellement laminaires (les effets d'inertie sont dominés par les effets visqueux), ce qui complexifie le mélange du fluide. Pour mélanger le fluide, il faut alors générer de la vorticité, par exemple avec l'utilisation combinée de bulles et d'ultrasons.

Différentes études ont montré que les écoulements induits par des bulles oscillantes fixées sur une paroi sont suffisamment importants pour induire le mélange à l'échelle micrométrique. Un simple contrôle de la fréquence peut permettre l'inversion de la direction des écoulements, ce qui accroît la capacité de mélange du dispositif [146]. Ces techniques ont l'avantage d'être rapides (Ahmed *et al.* [2] indiquent des temps de mélange de l'ordre de la milliseconde), et effectives pour des fluides dont la viscosité vaut jusqu'à 100 fois celle de l'eau [111]. Notons que l'utilisation seule d'ultrasons peut également permettre ce type de mélange, par le biais du phénomène d'*acoustic streaming*, induit par un transfert de moment entre l'onde ultrasonore et le milieu de propagation, ou par la mise en oscillation de la couche limite visqueuse proche d'une paroi. Dans ce cas, l'utilisation de géométries complexes [44] augmente significativement ces écoulements, qui restent tout de même moins efficaces (les temps de mélange sont de l'ordre de la seconde) que les micro-écoulements induits par des bulles oscillantes.

Le *microstreaming*, dans les dispositifs microfluidiques, permet également le transport et le contrôle de cellules ou de micro-organismes [145]. Ces effets sont observés aussi bien pour les micro-écoulements induits par une bulle unique [3], que pour une matrice organisée de bulles [137]. Les contraintes de cisaillement au niveau des zones de recirculation de l'écoulement (voir l'illustration figure 1.2), peuvent permettre : (i) un contrôle de l'orientation de micro-agent  s (cellules, particules solides, ...), et ainsi la caractérisation complète de leur surface extérieure [87]; (ii) des déformations importantes qui, dans le cas de cellules, peuvent mener à la sonoporation cellulaire [93, 101]. Nous reviendrons sur ce dernier point par la suite.

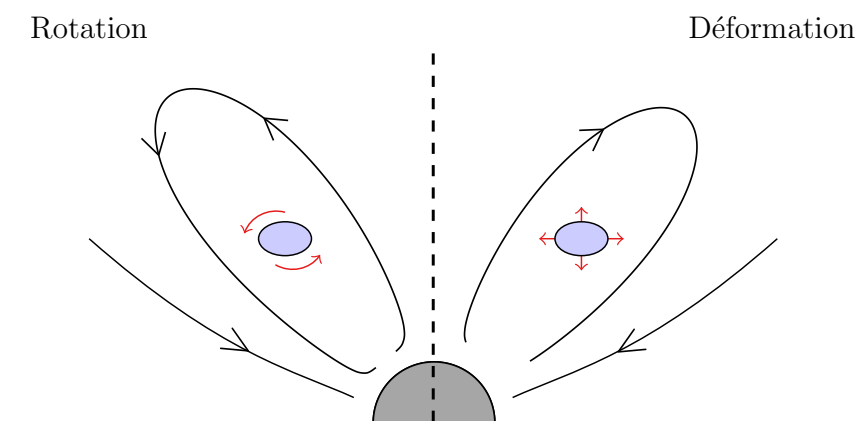


Figure 1.2 – Illustrations des possibles actions (rotation ou déformation) permises par l'utilisation des micro-écoulements induits par les bulles oscillantes.

Les bulles en sonochimie

L'optimisation de réactions chimiques profite également de l'apport des bulles oscillantes et de leur influence directe sur le milieu qui les contient. Ce type de réactions nécessite un apport d'énergie conséquent, généralement par un échauffement thermique, une irradiation lumineuse ou une irradiation ionique. Mais, plus récemment, l'utilisation d'ultrasons est montrée comme une alternative privilégiée, de par ses propriétés uniques d'interactions mécaniques et thermiques entre énergie et matière : c'est la méthode dite de sonochimie. L'utilisation de la cavitation en sonochimie couvre des domaines variés allant de la synthèse chimique (réduction des temps de réaction) à la cristallisation (croissance contrôlée de structures cristallines) en passant par le traitement de l'eau polluée [58].

La sonochimie est étroitement associée au régime de cavitation inertiel, qui permet un dépôt local de chaleur pouvant atteindre 5000 °C (soit la température à la surface du soleil), et une forte augmentation de pression allant jusqu'à 500 bar (soit la pression atteinte dans les fosses océaniques les plus profondes) [136]. La présence de bulles augmente également, et de manière significative, les écoulements de *streaming* générés par l'irradiation ultrasonore [96]. Nowack *et al.* [108] rapportent dans ce cas un accroissement d'un facteur 30 des écoulements observés, lié aux micro-jets induits lors de l'implosion asymétrique des bulles de cavitation. Les écoulements ainsi obtenus améliorent sensiblement le mélange induit dans le liquide, ici à des échelles spatiales beaucoup plus importantes que pour la microfluidique.

1.1.3 Les bulles dans le contexte médical

Le potentiel des bulles oscillantes est largement exploité dans le domaine des applications thérapeutiques. Après avoir introduit brièvement les agents de contraste, bulles particulières dont l'utilisation fait l'objet d'un intérêt croissant depuis quelques dizaines d'années, nous aborderons dans cette section différentes méthodes de thérapie qui profitent de l'utilisation

des bulles oscillantes.

Les agents de contraste ultrasonore

Les bulles utilisées en thérapie ultrasonore se distinguent en deux catégories : (i) les bulles de cavitation, générées par exemple par ultrasons focalisés de haute intensité (HIFU); (ii) les agents de contraste ultrasonore. Ces derniers sont des micro-bulles de gaz (typiquement de 1 à 10 μm de rayon), entourées d'une coque élastique faite de polymère, de protéines ou de lipides [143]. Ils furent tout d'abord développés pour l'imagerie ultrasonore Doppler, où leur signature acoustique particulière (présence d'harmoniques et d'ultra-harmoniques) peut facilement être distinguée du signal rétrodiffusé par les tissus, permettant une visualisation des vaisseaux sanguins, impossible en imagerie conventionnelle.

La présence de la coque protectrice permet de lutter contre les effets de dissolution [50] et de diffusion [15]. Ainsi, une fois injectées dans l'organisme, ces micro-bulles ont un temps de vie de plusieurs minutes [75], au contraire des bulles de cavitation qui se dissolvent rapidement. Malgré la présence de cette coque, les agents de contraste montrent des comportements proches des bulles de cavitation sous irradiation ultrasonore, avec la possibilité non seulement d'oscillations sphériques [64], mais également du déclenchement de modes de surface [45, 120]. Chomas *et al.* [21] ont remarqué la fragmentation de ce type d'agents lorsque la pression ultrasonore atteint des valeurs de l'ordre du MPa, ce qui sous-entend une viabilité sur le long terme uniquement pour des pressions modérées et donc pour le régime d'oscillations stables. Plus d'informations sur la modélisation du comportement de ces micro-bulles sont données dans une synthèse de Versluis *et al.* [143].

Aperçu de différentes applications à la thérapie

Par opposition à la chirurgie classique, l'utilisation combinée de micro-bulles et d'ultrasons offre une possibilité de thérapie non-invasive (si on omet l'injection des agents de contraste en question). La pénétration d'ultrasons dans les tissus biologiques peut atteindre plusieurs centimètres (l'augmentation de l'atténuation des ondes avec la fréquence réduit la pénétration de l'énergie ultrasonore), ce qui permet l'activation localisée des bulles. Lors de leurs oscillations, ces bulles imposent des contraintes mécaniques ou thermiques à leur environnement biologique, autorisant entre autres :

- la destruction de calculs rénaux, ou lithotripsie [26];
- un échauffement rapide et localisé induisant la mort cellulaire par nécrose [51];
- une ouverture temporaire d'interfaces biologiques (membrane cellulaire, barrière hémato-encéphalique), permettant le transport et l'internalisation de médicaments ou de gènes [91].

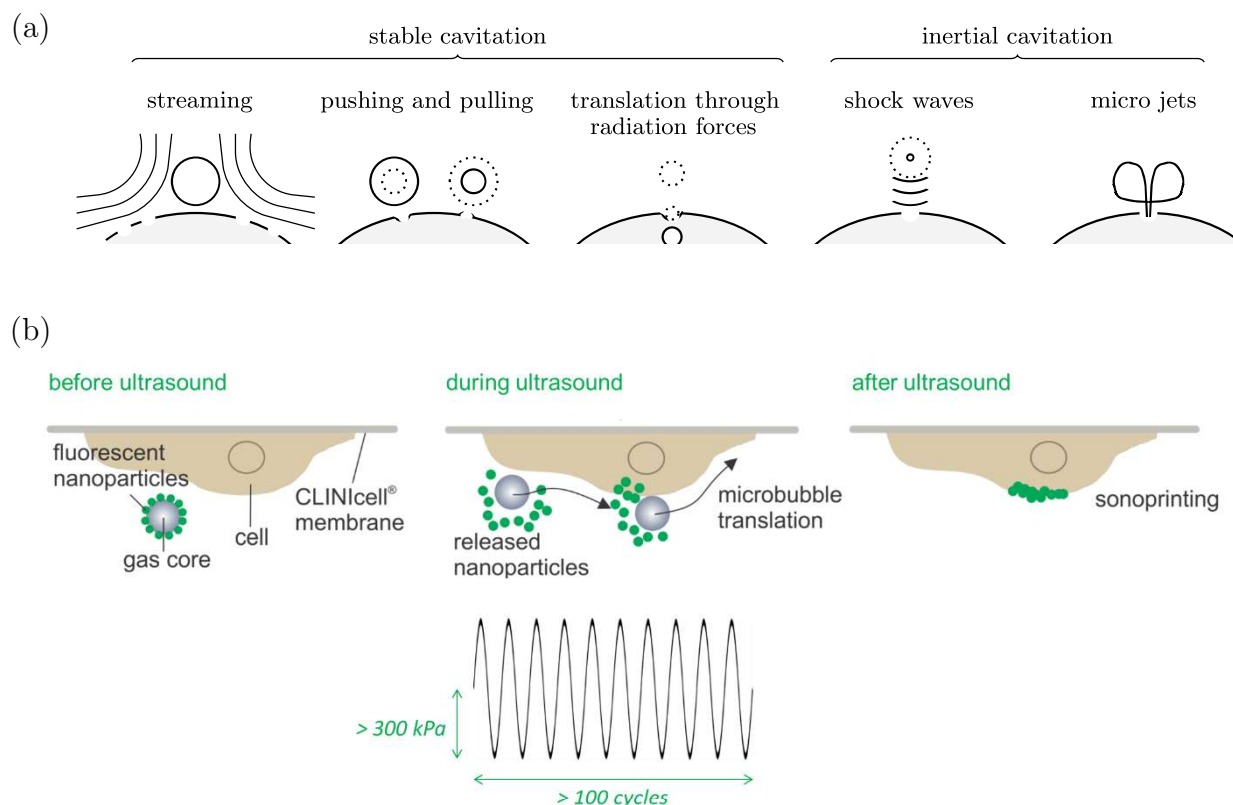


Figure 1.3 – Représentation schématique des différents mécanismes en jeu pour la sonoporation cellulaire (a) et pour le *sonoprinting* (b). Les figures sont issues de la thèse de Cleve [24] (a) et de Roovers *et al.* [127] (b).

La sonoporation

La sonoporation est définie comme l'ouverture temporaire et réversible d'une membrane cellulaire par l'action d'une bulle oscillante. Elle peut être induite par des bulles en régime stable ou inertiel. Dans un régime de cavitation stable, les actions mécaniques déforment la membrane cellulaire, créant ainsi des pores nanométriques, qui se referment en quelques millisecondes [34]. Ces actions peuvent être à courte portée, comme évoqué par van Wammel *et al.* [141] (si la bulle est en contact avec la paroi cellulaire, les oscillations vont induire une déformation périodique à l'échelle acoustique), ou à longue portée, par les contraintes de cisaillement induites par les micro-écoulements générés lors d'oscillations stables mais non-linéaires des bulles [101, 113]. Wu [151] définit un seuil de réversibilité des contraintes de cisaillement de l'ordre de 10 Pa, atteint pour des amplitudes d'excitation acoustique modérées (de l'ordre du kPa) sur une durée de plusieurs minutes.

Le régime de cavitation inertiel peut également permettre, suite à l'impact de micro-jets formés lors de l'implosion de la bulle (voir figure 1.3(a)), une perforation des membranes cellulaires [121] ou même de vaisseaux sanguins [119]. Les pores observés sont beaucoup plus importants que ceux induits par cavitation stable, allant jusqu'à quelques micromètres. La viabilité des cellules après l'implosion des bulles n'est, en revanche, pas systématiquement

assurée [122].

Plus récemment, Roover *et al.* [127] ont étudié des effets d’internalisation de médicaments par l’action conjointe des micro-écoulements et de la propulsion balistique des bulles sur les parois biologiques. Le *microstreaming* permet de libérer la charge médicamenteuse portée par la membrane des agents de contraste, qui est ensuite “imprimée” (le terme utilisé est *sonoprinting*) sur la membrane cellulaire lors de l’impact de la bulle (voir figure 1.3(b)). Les amplitudes de pression nécessaires sont de l’ordre de 300 kPa, avec un temps de sonication d’une centaine de cycles acoustiques à une fréquence de 1 MHz. Les contraintes appliquées lors de l’impact pourraient également faciliter l’internalisation du traitement.

Dans le contexte d’application thérapeutique, la concentration locale de bulles ne peut pas être contrôlée avec précision. En présence d’un nombre important de bulles, la compréhension des interactions acoustiques et fluidiques agissant entre les bulles reste un enjeu majeur, ce qui a particulièrement motivé le projet de recherche de ma thèse.

1.2 Étude d’une bulle unique

Avant d’aborder les phénomènes d’interaction d’un couple ou d’un ensemble de bulles, il nous faut tout d’abord comprendre les oscillations d’une bulle unique et les actions qu’elles imposent sur leur environnement direct. Les principaux aspects de la bulle oscillante sont présentés dans cette section. Nous nous intéresserons uniquement au régime de cavitation stable, le régime inertiel ne présentant pas d’intérêt particulier pour les travaux présentés par la suite.

La section 1.2.1 est dédiée à la modélisation de la bulle oscillant selon son mode radial. Nous discuterons des régimes linéaires et non-linéaires des oscillations. Ensuite, en section 1.2.2 nous introduirons le déclenchement des oscillations non-sphériques paramétriques. Pour finir, nous étudierons le champ de pression radiatif des bulles, en régime sphérique ou non-sphérique, et nous introduirons le phénomène de *microstreaming* généré par les oscillations non-sphériques de bulles. D’autres aspects tels que la diffusion rectifiée et la lévitation de bulles dans un champ stationnaire, seront également abordés.

1.2.1 Oscillations radiales de bulles

Une bulle soumise à un champ acoustique extérieur est un oscillateur, dont le rayon varie périodiquement autour de sa taille d’équilibre. Ses oscillations dépendent de différents facteurs tels que la viscosité du fluide, la tension de surface ou le gaz qu’elle contient. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire ces oscillations, à commencer par celui de Rayleigh [124], étendu plus tard par Plesset [115] dans le cas d’un champ de pression fluctuant.

Modèle de Rayleigh-Plesset

Considérons une bulle sphérique dans un fluide incompressible, dont le rayon d'équilibre R_0 est stable au cours du temps. On se place dans un repère polaire, dont l'origine est fixée au centre de la bulle. L'oscillation en régime permanent est forcée en appliquant une pression acoustique extérieure $P_{ac}(t) = \hat{P}_{ac} \sin(\omega t)$, avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation d'excitation et f la fréquence, qui s'ajoute à la pression ambiante P_{atm} . Ainsi, par le biais de l'équation de continuité et de l'équation d'Euler pour notre problème à symétrie sphérique, il vient que le rayon instantané de la bulle $R(t)$ est régi par l'équation

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{P(R) - P(t)}{\rho_f}, \quad (1.1)$$

dite équation de Rayleigh-Plesset [115], où $P(R)$ est la pression au niveau de l'interface de la bulle, $P(t) = P_{atm} - P_{ac}(t)$ la pression à l'infini, et ρ_f la masse volumique du fluide. Par simplicité, on utilise ici la notation “.”, qui symbolise la dérivation par rapport au temps. Si le forçage appliqué est constant, on retrouve l'équation dérivée par Lord Rayleigh [124] qui décrit le cas particulier de la bulle en régime d'implosion.

Si l'on considère une bulle de gaz et de vapeur, en prenant en compte la tension de surface σ et la viscosité du fluide μ , l'équation 1.1 s'écrit

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_f} \left[\left(P_{atm} - p_v + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\kappa} + p_v - P_{atm} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R} \dot{R} - P_{ac} \right], \quad (1.2)$$

avec p_v la pression de vapeur saturante du fluide et κ l'indice polytropique du gaz. Cette dernière équation est nommée “RPNNP”, d'après ses différents contributeurs, Rayleigh [124], Plesset [115], Noltingk et Neppiras [106, 107] et Poritosky [117]. Des modèles plus élaborés, prenant en compte la compressibilité du fluide (Gilmore [56] et Keller-Miksis [76]), décrivent les oscillations de très grande amplitude. Ne présentant pas d'intérêt particulier par rapport aux expériences décrites plus loin dans cette thèse, ils ne seront pas détaillés ici.

Régime d'oscillation linéaire

Le régime linéaire est observé lorsqu'une bulle est soumise à une variation de pression relativement faible par rapport à la pression ambiante P_{atm} . L'oscillation correspond alors à une petite déviation harmonique du rayon de la bulle par rapport à son état d'équilibre

$$R_l(t) = R_0 + a_0(t), \quad (1.3)$$

avec $a_0(t) = \hat{a}_0 \sin(2\pi f t)$, la déviation temporelle, qui doit respecter la condition $\alpha = \hat{a}_0/R_0 \ll 1$. En injectant cette solution dans l'équation 1.2, et en négligeant les termes au second ordre en α , on obtient l'équation différentielle gouvernant $a_0(t)$

$$\ddot{a}_0(t) - \frac{4\mu}{\rho_f R_0^2} \dot{a}_0(t) + \frac{1}{\rho_f R_0^2} \left[3\kappa \left(\frac{2\sigma}{R_0} + P_{atm} - p_v \right) - \frac{2\sigma}{R_0} \right] a_0(t) = -\frac{P_{ac}}{\rho_f R_0}. \quad (1.4)$$

Cette équation est celle d'un oscillateur harmonique forcé amorti, de pulsation propre $\omega_0^2 = \frac{1}{\rho_f R_0^2} \left[3\kappa \left(\frac{2\sigma}{R_0} + P_{atm} - p_v \right) - \frac{2\sigma}{R_0} \right]$ et de facteur d'amortissement visqueux $\Lambda = \frac{4\mu}{\rho_f R_0^2}$. La pulsation propre de la bulle est également mentionnée dans la littérature comme la fréquence de Minnaert, qui l'introduisit pour la première fois en 1933 [104] sous la forme $\omega_0 = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{3\kappa P_{atm}}{\rho_f}}$. De manière analogue, il est possible de définir un rayon résonant pour une pulsation d'excitation ω donnée :

$$R_{res} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{3\kappa P_{atm}}{\rho_f}} \quad (1.5)$$

Cette relation reliant le rayon d'équilibre d'une bulle dans l'eau et la fréquence d'excitation est généralement retenue sous la forme $fR_0 = 3.26 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, ou plus simplement $fR_0 \approx 3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Si l'amortissement est négligé, alors le régime établi des oscillations linéaires est défini par

$$a_0(t) = -\frac{P_{ac}(t)}{\rho_f R_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (1.6)$$

Par convention, l'oscillation est dite en phase avec le champ extérieur si le rayon de la bulle est minimal lorsque l'amplitude du champ de pression est maximale. Autrement dit, pour une bulle de taille donnée, si la fréquence d'excitation est plus faible que la fréquence de résonance de cette bulle alors elle oscille en phase avec le champ de pression, sinon elle se trouve en opposition de phase avec ce champ. En plus de renseigner cette propriété fondamentale de la bulle oscillante, l'équation 1.6 indique qu'une simple mesure de l'amplitude d'oscillation linéaire d'une bulle permet d'estimer la pression acoustique extérieure à laquelle cette bulle est soumise. Cette relation sera utilisée dans nos expériences pour déterminer la pression excitatrice, en fonction de la tension appliquée au transducteur ultrasonore.

À l'aide de l'équation 1.2, on peut déterminer numériquement un seuil de non-linéarité, tel que l'amplitude de l'oscillation à la fréquence d'excitation (f) reste grande devant celle de l'harmonique principale déclenchée (f_h), soit $\hat{a}_0(f_h)/\hat{a}_0(f) < 0.1$. La figure 1.4 montre l'évolution de ce seuil de pression en fonction du rayon d'équilibre de la bulle, pour une fréquence d'excitation $f = 30 \text{ kHz}$. On remarque que ce seuil de non-linéarité dépend aussi bien de la taille de la bulle que de l'amplitude de pression. Naturellement, lorsque la bulle est proche de la résonance, ce seuil est fortement réduit.

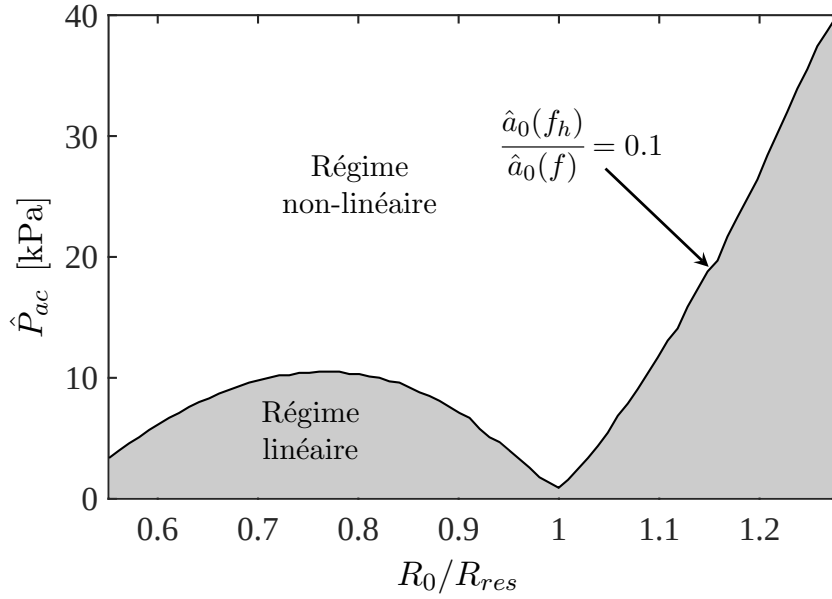


Figure 1.4 – Illustration de la non-linéarité des oscillations, en fonction du rayon au repos de la bulle et de l’amplitude de pression acoustique ($f = 30$ kHz).

1.2.2 Oscillations non-sphériques

Les oscillations étudiées jusqu’ici supposent que la bulle maintient une forme sphérique en tout temps. Dans cette section, nous allons introduire les oscillations non-sphériques, qui se caractérisent par le déclenchement paramétrique de modes de surface au niveau de l’interface de la bulle. Ces modes auront une importance toute particulière par la suite, car ils sont intimement liés au *microstreaming*, que nous étudierons dans les chapitres 2 et 5.

Déformations non-sphériques de bulles

Une bulle ne maintient pas toujours sa forme sphérique. Ces déformations non-sphériques sont observées dans différents contextes, par exemple pour l’étude de bulle en ascension dans un fluide [97] ou pour l’étude d’une bulle en régime d’implosion proche d’une paroi ou d’une autre bulle [63]. Les déformations qui nous intéressent ici sont différentes, et apparaissent comme des modes non-sphériques oscillant périodiquement, s’additionnant à la composante d’oscillation radiale. De manière générale, ces déformations complexes sont tri-dimensionnelles, et peuvent être projetées sur une base d’harmoniques sphériques $Y_n^m(\theta, \phi) = \sqrt{2 \frac{(n - |m|)!}{(n + |m|)!}} P_n^m(\cos \theta) e^{jm\phi}$, avec P_n^m le polynôme de Legendre associé de degré n et d’ordre m . Avec l’appui de différentes observations expérimentales de la littérature [61, 62], les oscillations non-sphériques de bulles libres sont montrées comme étant axisymétriques. Le contour de la bulle r_s s’exprime alors selon la base des polynômes de Legendre tel que

$$r_s(\theta, \phi, t) = R_0 + \sum_n a_n(t) P_n(\theta), \quad (1.7)$$

avec $P_n(\theta)$ un polynôme de Legendre de degré n (cas particulier des polynômes de Legendre associés avec $m = 0$) et $a_n(t)$ l'évolution temporelle de son amplitude. En suivant le raisonnement initialement introduit par Plesset [116], puis étendu par Francescutto et Naberghoy [53] pour tenir compte de la viscosité du fluide, l'évolution temporelle de l'interface de la bulle peut être régie par un système de n équations différentielles découplées. La première équation correspond à l'équation RPNNP qui décrit l'oscillation radiale de la bulle (cf 1.2), soit le mode P_0 . Les $(n - 1)$ équations restantes sont des équations paramétrique de la forme :

$$\ddot{a}_n(t) + \frac{3\dot{R}(t)}{R(t)}\dot{a}_n(t) + (n - 1) \left[(n + 1)(n + 2) \frac{\sigma}{\rho_f R^3(t)} - \frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} \right] a_n(t) = 0. \quad (1.8)$$

décrivant l'évolution temporelle de l'amplitude $a_n(t)$ d'un mode n donné.

Pour une bulle de taille donnée, les fréquences propres de ces modes, introduites initialement par Lamb [83], peuvent être déduites directement de l'équation 1.8 et s'écrivent

$$\omega_0^n = \sqrt{\frac{(n - 1)(n + 1)(n + 2)\sigma}{\rho_f R_0^3}}. \quad (1.9)$$

Tout comme pour le mode radial, on peut définir les rayons résonants associés à chaque mode pour une fréquence fixe. À fréquence ultrasonore donnée, les différents ordres n des oscillations non-sphériques apparaîtront successivement avec l'augmentation du rayon d'équilibre R_0 des bulles, comme illustré sur le diagramme de la figure 1.5(a).

Seuils de déclenchement des modes de surface

L'équation 1.8 est une équation de Hill dite paramétrique : un mode n donné devient instable en fonction de l'évolution d'un certain paramètre pilotant l'instabilité. Ici, c'est l'amplitude $R(t)$ de l'oscillation radiale qui pilote ce phénomène. Un certain seuil de pression acoustique extérieure est donc nécessaire pour déclencher l'instabilité non-sphérique : c'est le phénomène d'excitation paramétrique. Dans le cas d'oscillations linéaires et en se limitant aux seules résonances paramétriques du premier ordre (oscillant donc à la fréquence sous-harmonique $f/2$), Francescutto [53] donne une forme analytique de ce seuil

$$C_R = \sqrt{\frac{(e - 1)^2 + 4p}{-\frac{3}{2}e + 2p + 2(n + \frac{1}{2})^2 + q^2}} \quad (1.10)$$

où

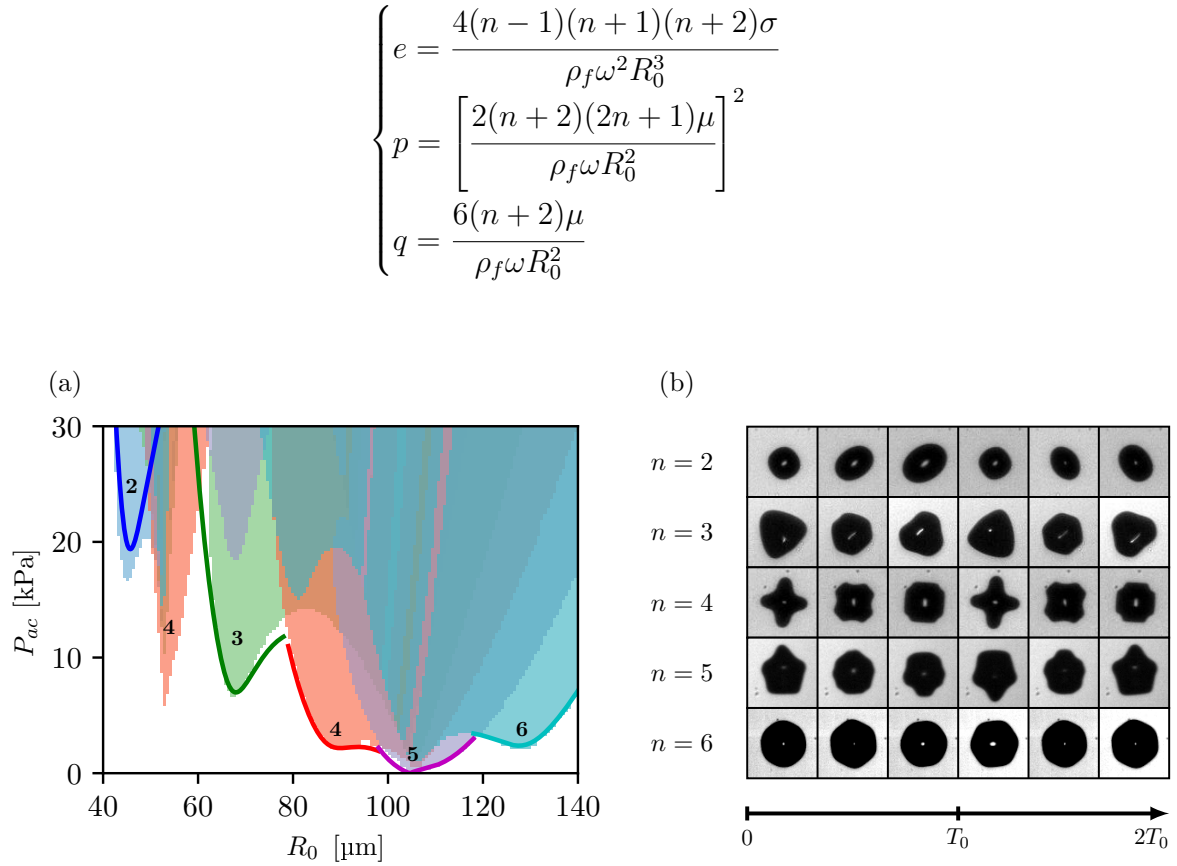


Figure 1.5 – Seuils de déclenchement des instabilités paramétriques d’ordres $n \in [2 - 6]$ pour une fréquence $f = 31.25$ kHz. Les lignes continues correspondent aux résultats analytiques de Francescutto [53] et les zones colorées aux seuils d’instabilités calculés numériquement d’après Brenner [17]. (b) Exemple de modes observés pour des bulles de tailles variables soumises à ce même champ de pression.

Il apparaît ici que les conditions de déclenchement de modes dépendent aussi bien de la fréquence d’excitation que du rayon d’équilibre de la bulle. En fixant la fréquence d’excitation, et en utilisant l’équation 1.3, on peut exprimer ces seuils en fonction de l’amplitude de pression excitatrice et du rayon d’équilibre de la bulle, tels que représentés par les lignes continues en figure 1.5(a), pour des modes de degrés $n \in [2 - 6]$ et une fréquence d’excitation $f = 31.25$ kHz. Les déformations d’interface de bulles pour différents modes n sont montrés, sur deux périodes acoustiques, en figure 1.5(b).

Si les oscillations ne sont pas linéaires, il n’existe pas de solution analytique à ce problème. Une approche proposée par Brenner [17], basée sur les matrices de Floquet, permet de calculer les seuils d’instabilité des modes, et ce quelle que soit la résonance paramétrique considérée. Les seuils calculés par cette méthode sont également indiqués dans la figure 1.5(a), par les zones colorées où chaque couleur correspond à un mode de degré n différent. On remarque ici que le mode de degré $n = 4$ possède une seconde zone d’instabilité (pour $R_0 \sim 55$ μm). Cette zone correspond à une résonance paramétrique secondaire, pour laque-

le le mode en question oscille alors à la fréquence d'excitation f . Quand le rayon de la bulle se rapproche de la résonance (ici $R_{res} \sim 103\mu\text{m}$), la pression nécessaire au déclenchement est logiquement abaissée car l'oscillation sphérique, source des instabilités, est naturellement de grande amplitude.

Les oscillations modales stables

Le modèle d'oscillation non-sphérique présenté ci-dessus prédit, dès lors que le seuil d'instabilité est franchi, une divergence de l'amplitude des modes. Comment expliquer alors les oscillations stables, rapportées dans la littérature [25, 61, 62] ? Il faut pour cela prendre en compte les transferts d'énergie entre les différents modes : c'est le phénomène de couplage inter-modal [62, 131]. Ce couplage non-linéaire permet au mode principal (le mode excité paramétriquement pour la taille de bulle considérée) d'atteindre un plateau d'amplitude stable, et fait émerger en contrepartie des modes secondaires. Le mode excité paramétriquement peut également donner une partie de son énergie sous-harmonique au mode sphérique. L'interface de la bulle n'oscille donc plus selon un seul mode paramétrique donné, mais plutôt selon un ensemble de modes. Le mode paramétrique excité selon les conditions vue en section 1.2.2 est dit prédominant et possède une amplitude importante en regard des modes secondaire excités par couplage non-linéaire. Il est important pour la suite de noter que ces modes secondaires peuvent osciller au sous-harmonique ou à ses multiples supérieurs, en fonction du processus non-linéaire impliqué. La fréquence principale d'oscillation de ces modes secondaires n'est pas déterminée analytiquement.

Méthode de déclenchement des modes

Pour permettre à une instabilité d'émerger, il faut franchir le seuil qui dépend aussi bien de l'amplitude pression que du rayon de la bulle. De manière intuitive, on peut définir deux méthodes distinctes de déclenchement, telles qu'illustrées en figure 1.6 : (a) une bulle de rayon au repos fixe est soumise à une amplitude de pression croissante, jusqu'à l'apparition du mode; (b) une bulle soumise à une amplitude de pression suffisante (pour le déclenchement d'un mode) grossit jusqu'à franchir le seuil. Ce grossissement peut être obtenu par diffusion rectifiée [48, 60] (voir section 1.2.3), ou par coalescence [25] de deux bulles. Cette méthode de coalescence sera détaillée plus précisément dans le chapitre suivant, en section 2.1.1.

1.2.3 D'autres phénomènes liés aux bulles

Au travers de cette section sont présentés les effets de diffusion rectifiée et la lévitation acoustique de bulles, que nous rencontrerons lors des expériences présentées par la suite.

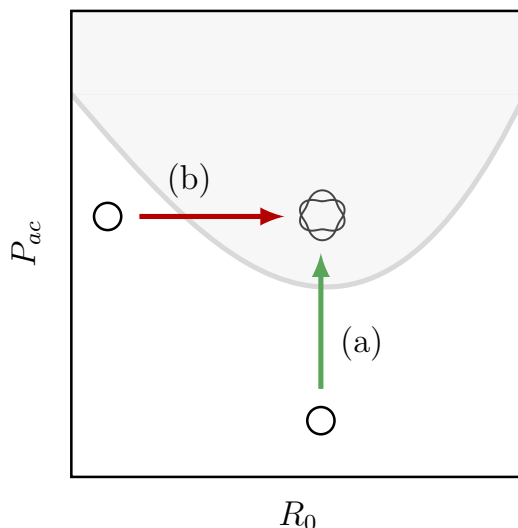


Figure 1.6 – Illustration des deux méthodes de déclenchement de modes. (a) La bulle possède un rayon fixe et est soumise à une amplitude de pression acoustique croissante. (b) La bulle grossit pour une pression acoustique fixe.

Diffusion rectifiée

Une bulle échange continuellement du gaz avec le liquide dans lequel elle évolue. Une bulle à l'équilibre dans un fluide aura tendance à se dissoudre car la pression en son sein est supérieure à celle dans le liquide, du fait de la surpression induite par effets de tension de surface. En revanche, si cette bulle oscille, la pression dans la bulle varie périodiquement autour de la pression à l'équilibre, de telle sorte que, lors de la phase d'expansion (volume maximal), cette pression se réduit, et inversement lors de la compression. Ainsi, le flux de gaz sera rentrant en expansion et sortant en compression. Comme la surface d'échange est plus importante en expansion, la bulle se remplit plus qu'elle ne se vide de son gaz : son volume augmente par diffusion rectifiée. Ces échanges ont lieu sur des temps de l'ordre de la seconde, si les amplitudes d'oscillations, et donc de pression acoustique, sont suffisamment importantes [48]. La concentration en gaz dans le liquide environnant diminue au cours de ces échanges, de telle sorte que la bulle atteint finalement une taille d'équilibre. On dit alors qu'elle est en régime de diffusion stable. Lors d'oscillations non-sphériques, ou par translation périodique de la bulle, les micro-écoulements générés permettent un renouvellement permanent de la concentration en gaz autour de la bulle. La diffusion rectifiée est alors accrue [22, 133]. Ce phénomène sera systématiquement observé lors de nos expériences.

Force de radiation dans un champ stationnaire

Mise à part la force de flottabilité, la force de Bjerknes primaire $\vec{F}_{B,1}$, est la force la plus à même de déplacer une bulle dans un liquide au repos. De manière analogue à la force d'Archimède, elle correspond à la force que subirait le volume fluide qui remplacerait la particule en son absence, et s'écrit $F = \mathcal{V} \vec{\nabla} P$, avec $\mathcal{V}$ le volume de la bulle et P le champ de pression dans lequel elle évolue. Dans le cas d'un champ de pression acoustique, la pression

et le volume de la bulle oscillent périodiquement. La force que subit la bulle correspond à l'effet moyenné de la force instantanée telle que

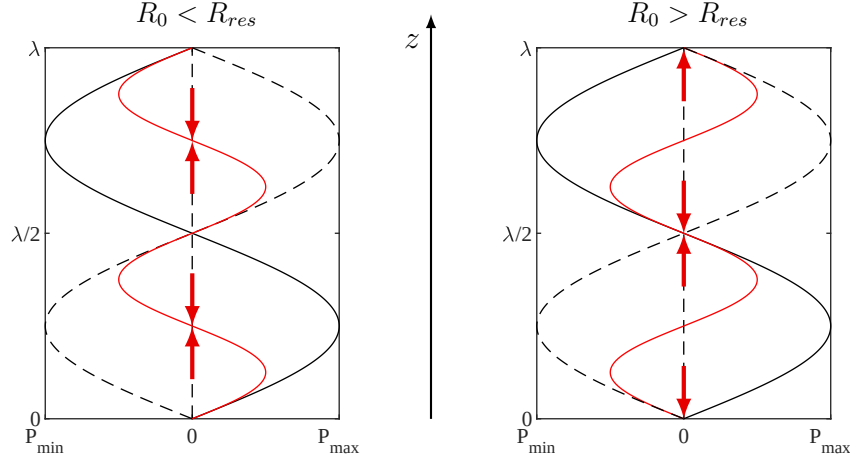


Figure 1.7 – Représentation de la force de Bjerknes primaire dans deux situations distinctes, si $R_0 < R_{res}$ ou si $R_0 > R_{res}$. La courbe noire représente le champ de pression stationnaire oscillant et la courbe rouge la force telle que déterminée par l'équation 1.15. Si la bulle est plus petite que le rayon résonant pour la fréquence du champ stationnaire, elle est piégée sur un ventre de pression du champ. Sinon, elle est piégée sur un nœud de pression du champ.

$$\vec{F}_{B,1} = -\langle \mathcal{V}(t) \vec{\nabla} P(r, t) \rangle, \quad (1.11)$$

Deux expressions distinctes de cette force sont obtenues si le champ extérieur est propagatif ou stationnaire. La première situation ne présentant pas d'intérêt particulier pour la suite, seul le cas du champ stationnaire est étudié ici.

Soit un champ stationnaire unidimensionnel dans la direction z , tel que

$$P(z, t) = P_{atm} + 2\hat{P}_{ac} \sin(kz) \sin(\omega t), \quad (1.12)$$

avec k le nombre d'onde. P_{atm} est assumée constante et homogène dans le fluide. Ainsi,

$$\vec{\nabla} P(z, t) = 2k\hat{P}_{ac} \cos(kz) \sin(\omega t) \vec{e}_z. \quad (1.13)$$

En supposant $2\hat{P}_{ac} \ll P_{atm}$, les oscillations de la bulle induites par le champ de pression sont linéaires. L'évolution temporelle du volume de la bulle, $\mathcal{V}(t) = 4/3\pi R^3(t)$, peut alors s'exprimer au premier ordre par

$$\mathcal{V}(z, t) = \mathcal{V}_0 [1 - 3a_0(t) \sin(kz)], \quad (1.14)$$

avec $\mathcal{V}_0$ le volume de la bulle à l'équilibre. Naturellement, l'amplitude d'oscillation varie en fonction de la position de la bulle dans le champ stationnaire. En combinant les équations 1.14 et 1.11, il vient [90]

$$F_{B,1} = \chi \frac{3\hat{P}_{ac} k a_0 V_0 \sin(2kz)}{2R_0}, \quad (1.15)$$

avec $\chi = 1$ ou -1 si, respectivement, $R_0 < R_{res}$ ou $R_0 > R_{res}$. Ainsi, pour une fréquence acoustique donnée, si la bulle possède un rayon au repos inférieur au rayon résonant alors elle va migrer vers un maximum de pression du champ stationnaire. Sinon, elle se dirigera vers un nœud de pression de ce champ (voir figure 1.7). La situation pour laquelle la bulle est plus petite que le rayon résonant est très intéressante, car en plus de permettre le piégeage, elle assure de surcroît que la bulle soit mise en oscillation, du fait de sa localisation sur un ventre du champ de pression. Notons que, dans un fluide à l'équilibre, la bulle sera piégée légèrement au-dessus d'un ventre ou d'un nœud du champ de pression, de par la présence additionnelle de la force de flottabilité.

1.3 La bulle comme source acoustique et d'écoulements

La réponse d'une bulle à une sollicitation acoustique se manifeste par des vibrations, sphériques ou non, de son interface. Par définition, ces vibrations vont à leur tour devenir sources d'ondes acoustiques se propageant dans le milieu fluide. Nous nous intéressons dans cette section à ces émissions acoustiques (section 1.3.1), et au phénomène de *microstreaming* associé à l'atténuation visqueuse dans le liquide de ce champ acoustique propagatif (section 1.3.2).

1.3.1 Émission acoustique d'une bulle

La mesure du champ de pression émis par une bulle est une des principales méthodes pour caractériser son comportement, linéaire ou non (présence d'harmonique), ou en régime d'implosion (bruit large bande). La présence de mode de surface porte également une signature caractéristique : l'émission sous-harmonique. Ce signal sous-harmonique est par exemple utilisé en imagerie ultrasonore [18], ou comme un indice de contrôle d'une activité de cavitation stable pour des applications thérapeutiques [29]. Notons que ces émissions acoustiques sont, comme nous le verrons plus tard (voir section 1.4.1), à l'origine du couplage gouvernant les interactions d'un couple ou d'un ensemble de bulles. Il apparaît donc nécessaire d'en donner ici une définition pour pouvoir aborder plus aisément ces notions de couplage.

Cas des oscillations sphériques

Une bulle en oscillation met en vibration le milieu qui l'entoure. Dans le cas d'oscillations radiales, la bulle se comporte comme une sphère pulsante. Vokurka [144] donne pour cette situation une définition du champ de pression autour de la bulle tel que

$$[p(r, t) - P_{atm}] = \frac{\rho_f}{r} [\ddot{R}R^2 + 2\dot{R}^2R] - \frac{\rho_f 2\dot{R}^2 R^4}{2r^4}. \quad (1.16)$$

Par définition, la pression acoustique émise par la bulle correspond à la variation de pression autour de sa valeur d'équilibre, soit $p_b(r, t) = p(r, t) - P_{atm}$, si on néglige la pression extérieure nécessaire à la mise en place des oscillations. On voit alors que $p_b(r, t)$ porte deux contributions. La première, qui évolue en $1/r$, est la contribution radiative, c'est-à-dire la pression émise par la bulle loin de son interface. C'est la pression que l'on peut mesurer et qui va nous intéresser par la suite. La seconde contribution représente la pression de Bernoulli, c'est-à-dire le changement de pression statique au sein du fluide. Elle décroît beaucoup plus rapidement, en $1/r^4$, et ne participe pas au champ radiatif de la bulle. Finalement, le champ de pression acoustique émis par la bulle en champ lointain s'écrit donc

$$p_b(r, t) = \frac{\rho_f}{r} [\ddot{R}R^2 + 2\dot{R}^2R]. \quad (1.17)$$

De la même manière que nous avons défini le régime d'oscillation linéaire d'une bulle, il est possible de décrire le champ de pression pour ce cas particulier. En introduisant dans l'équation 1.17 la définition mathématique des oscillations linéaires donnée par l'équation 1.3, le champ de pression de la bulle s'exprime sous la forme

$$p_b(r, t) = -\frac{\rho_f}{r} \omega^2 a_0(t) R_0^2 \left[1 + 2\frac{a_0(t)}{R_0} + 2\frac{a_0^2(t)}{R_0^2} \right]. \quad (1.18)$$

En ne conservant que les termes d'ordre 0 sur le petit paramètre $\alpha = a_0/R_0$, le cas linéaire s'écrit

$$p_b(r, t) = -\frac{\rho_f}{r} \omega^2 a_0(t) R_0^2, \quad (1.19)$$

La bulle se comporte ici comme une source acoustique monopolaire harmonique.

Cas des oscillations non-sphériques

Considérons des oscillations modales linéaires et de faible amplitude. Le potentiel acoustique pour chaque mode axisymétrique de l'équation 1.7, s'écrit alors [Pers1]

$$\phi_n(r, \theta, t) = \hat{a}_n e^{-j\omega t} \left(\frac{R_0}{r} \right)^{n+1} P_n(\cos(\theta)) \quad (1.20)$$

En utilisant l'équation d'Euler, il vient que le champ de pression pour chacun de ces modes est donné par

$$p_b^n(r, \theta, t) = -\rho_f \frac{\partial \phi_n(r, \theta, t)}{\partial t} = -j\rho_f \omega \phi_n(r, \theta, t). \quad (1.21)$$

On remarque que la géométrie de la bulle s'étend à ce champ de pression, qui est donc directif. Il suit une loi de décroissance en $1/r^{(n+1)}$: plus le degré du mode est important et moins le mode aura des propriétés radiatives à grande portée. Différents exemples

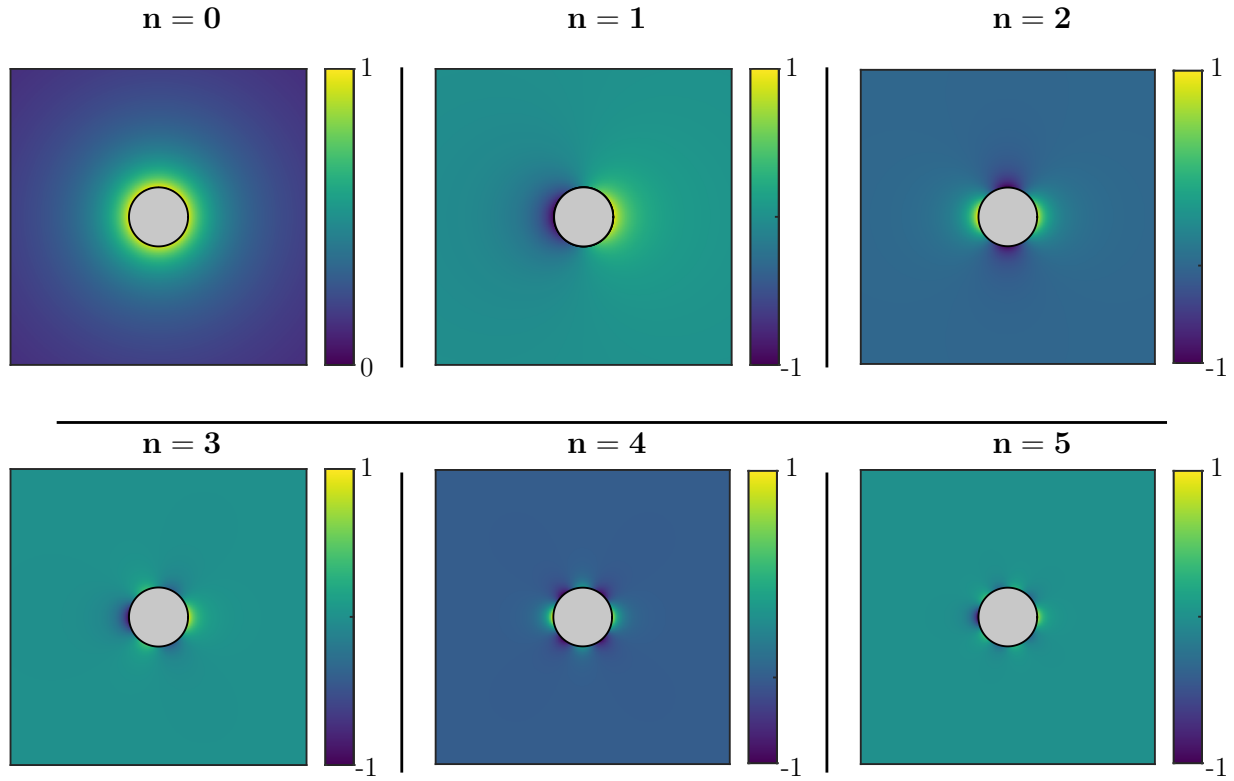


Figure 1.8 – Champs de pression induits par différents modes axisymétriques de degrés $n \in [0 - 5]$ à un instant donné. Les amplitudes de pression sont normalisées.

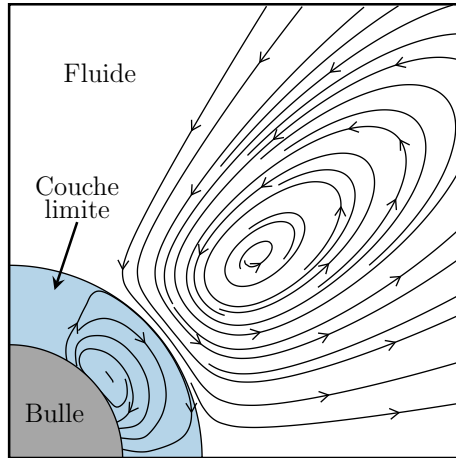


Figure 1.9 – Illustration du *microstreaming* généré par une bulle oscillante.

d'instantanés de champs de pression dans le plan d'étude (r, θ) , pour des modes de degrés $n \in [0 - 5]$, sont montrés en figure 1.8.

1.3.2 *Microstreaming*

Comme nous l'avons déjà évoqué en section 1.1, le *microstreaming* présente un intérêt particulier pour des applications thérapeutiques (voir section 1.1.3) ou pour la microfluidique (voir section 1.1.2). Ce terme décrit un écoulement moyen lent (de l'ordre du $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$), généré

par un corps micrométrique en oscillation périodique rapide. Cet écoulement se développe dans une couche limite visqueuse, définie par [95] telle que $\delta = (2\nu/\sigma)^{1/2}$, avec ν la viscosité cinématique et σ la tension de surface (voir figure 1.9) puis, par effets non-linéaires au second ordre, s'étend à tout le volume fluide.

D'un point de vue expérimental

Les premières observations du *microstreaming* sont rapportées par Kolb [79] et Elder [47], pour des bulles sur substrat. Ils mettent en évidence que le motif d'écoulement et les vitesses observées dépendent directement de l'amplitude d'oscillation de la bulle, et donc de la pression acoustique excitatrice. Marmottant et Hilegnfeldt [101] ont étudié ces écoulements, toujours pour des bulles sur substrat, en oscillation linéaires radiales et de translation. On retrouve plus tard différentes expériences, dont celle de Tho et Manasseh [139], oscillant selon leur mode radial ou de translation, et pouvant même présenter des instabilités de surface. En revanche, la dynamique d'oscillation des bulles n'est pas mesurée et ne peut donc pas être reliée directement aux écoulements observés. Mekki-Berrada *et al.* [102] proposent une approche expérimentale différente, en maintenant une ou plusieurs bulles au sein d'un micro-canal (les bulles sont aplaties entre les paroi de ce canal). Les modes monopolaire, dipolaire et quadripolaire peuvent être excités et quantifiés. Alors que les écoulements associés à une bulle unique restent confinés proches de l'interface de cette bulle, la présence d'une seconde bulle induit, par le biais de la force de Bjerknes secondaire (force de radiation acoustique qui fait s'attirer ou se repousser deux bulles, voir section 1.4.1), une translation importante, menant à des écoulements de type fontaine ou anti-fontaine avec une large extension spatiale. En présence du mode quadripolaire, des vortex additionnels sont observés. Toujours dans un contexte de microfluidique, Marin *et al.* [100, 123] montrent que dans un volume confiné, ces micro-écoulements ont des caractéristiques tri-dimensionnelles, remettant en cause pour cette situation la conception communément acceptée que le *microstreaming* suit la symétrie de la bulle oscillante. Pour s'affranchir de l'influence d'une paroi sur les écoulements, Cleve *et al.* [23] proposent une étude du *microstreaming* pour une bulle libre, en lévitation dans un champ acoustique résonant. Les modes axisymétriques de degrés 2, 3 et 4 peuvent être déclenchés et quantifiés, pour ensuite être reliés aux écoulements qui leur sont associés. Une grande diversité de motif est observée, avec notamment deux signatures caractéristiques “en lobes” ou “en croix”, pouvant être générées par une même instabilité paramétrique. Plus de détail concernant cette dernière approche expérimentale seront donnés en chapitre 2.

D'un point de vue théorique

Les modèles théoriques de *microstreaming* sont majoritairement développés sous l'hypothèse d'une bulle libre, à l'équilibre dans un milieu infini. Ils supposent des fluides peu visqueux et des bulles de taille importante, afin de pouvoir considérer des oscillations dont l'amplitude reste faible devant l'épaisseur de la couche limite visqueuse. Les premières approches ont tout

d’abord permis de considérer le cas d’une bulle en translation [33] (oscillation dipolaire) ou présentant à la fois un mouvement de translation et une oscillation monopolaire [95,150]. Plus récemment, le cas d’oscillations non-sphériques a été traité théoriquement par Maksimov [99]. Il considère uniquement les modes de degrés élevés ($n \gg 1$), typiquement des modes de degré supérieur à $n = 9$), sous l’hypothèse que leur amplitude est très importante devant celle du mode radial, conditions valides uniquement pour des bulles millimétriques et des fréquences de quelques kilohertz [89]. La contribution à l’écoulement est alors réduite à ce seul mode non-sphérique. Doinikov et Bouakaz [40] puis Spelman et Lauga [134] ont proposé des théories permettant de considérer des modes sans restriction sur leur degré n . En revanche, ces modèles proposent seulement une solution approchée des écoulements, limitée aux seuls cas pour lesquels la taille des bulles est grande devant la couche limite visqueuse, ce qui restreint la validité des modèles (non-exacts analytiquement) à des bulles de rayons importants (typiquement de l’ordre du millimètre) ou des fluides peu visqueux (typiquement de l’ordre de la viscosité de l’eau).

Confrontation expérience/théorie

Comme décrit dans cette synthèse rapide des études expérimentales liées au phénomène de *microstreaming*, la plupart des expériences étudient des bulles sur substrat, afin de faciliter l’observation des écoulements qu’elles génèrent. Les observations sont effectuées sous microscope, en utilisant des objectifs puissants pour permettre l’observation à des échelles micrométriques. Du point de vue théorique, la présence d’un substrat sur lequel la bulle est posée complexifie l’analyse et la modélisation de sa dynamique temporelle. Par exemple, il n’existe pas, à notre connaissance, une équation (ou un système d’équation) décrivant la dynamique sphérique ou non-sphérique d’une bulle attachée sur un substrat (et ce même pour un angle de contact donné). Tous les modèles théoriques d’écoulement se limitent donc naturellement aux oscillations axisymétriques d’une bulle initialement sphérique dans un milieu infini. La confrontation expérimentale/théorique nécessite donc de concevoir une expérience vérifiant ces hypothèses, ce qui a été réalisé au cours de la thèse de Sarah Cleve entre 2016 et 2019 dans notre équipe. Sur la période 2018-2020, nous avons accueilli Alexander A. Doinikov afin de développer un modèle complet des écoulements induits par les oscillations axisymétriques de bulles libres, et ce sans restriction sur la taille de ces bulles ou sur la viscosité du fluide dans lequel elles évoluent. Au sein du chapitre 2, je décrirai l’étonnante diversité des motifs d’écoulement obtenus expérimentalement et réaliserai la confrontation de ces résultats avec ce modèle analytique récemment développé.

1.4 Les bulles en interaction

Nous avons présenté jusqu’ici les oscillations d’une bulle unique dans un champ de pression. Cette approche théorique nous a permis de considérer que les bulles étaient immobiles dans ce champ, si bien qu’aucun problème lié à leur déplacement dans l’espace, ni à leur interaction

avec un corps voisin (une paroi ou une autre bulle par exemple) n'ait été jusqu'ici à prendre en compte. Mais qu'en est-il de la réalité expérimentale, si plusieurs bulles oscillantes sont contenues dans un même espace, comme par exemple en thérapie HIFU (Ultrasons Focalisés de Haute Intensité) ? C'est ce que nous allons voir dans cette section, en commençant par le cas d'un couple de bulles, puis par extension au cas d'un ensemble bulleux plus dense.

1.4.1 Le couple de bulles oscillantes

L'interaction entre deux bulles oscillantes est abondamment étudié dans la littérature, majoritairement d'un point de vue théorique. Les travaux pionniers sont introduits par Bjerknes [11], qui étudie deux sphères pulsantes, et plus particulièrement la force radiative réciproque que ces sphères appliquent l'une sur l'autre : la force de Bjerknes secondaire [31, 37, 66].

Le cas d'un couple de bulles de taille identique est souvent étudié, notamment pour comprendre le comportement d'une bulle proche d'une interface. Nous allons voir au début de cette section que la situation se complique légèrement lorsque les deux bulles sont de tailles différentes. Ensuite, nous introduirons la forme classique de la force de Bjerknes secondaire, pour deux bulles libres séparées d'une distance importante devant leur rayon d'équilibre.

Équation générale d'un couple de bulles

L'équation RPNP, qui décrit l'oscillation d'une bulle unique, est une équation différentielle du second ordre avec forçage. Au bout d'un certain temps, généralement une centaine de périodes de forçage, l'oscillation de la bulle atteint un régime permanent, c'est-à-dire qu'elle est uniquement gouvernée par le champ de pression d'excitation. La présence d'une seconde bulle sous-entend, au travers de son émission acoustique propre (voir section 1.3.1), une modification de ce champ extérieur. L'équation RPNP couplée se met alors sous la forme [103, 112, 153]

$$\begin{cases} \left(1 - \frac{\dot{R}_i}{c}\right) R_i \ddot{R}_i + \frac{3}{2} \dot{R}_i^2 \left(1 - \frac{\dot{R}_i}{3c}\right) = \left(1 - \frac{\dot{R}_i}{c}\right) \frac{P_i}{\rho_f} + \frac{R_i}{\rho_f c} \frac{d}{dt} [P_i] - C_i, \\ C_i = \frac{1}{d} (2R_j \dot{R}_j^2 + R_j^2 \ddot{R}_j), \end{cases} \quad (1.22)$$

avec C_i le terme de pression additionnelle vu par la bulle i , donc généré par l'autre bulle j (voir équation 1.17) et d la distance inter-bulles (distance séparant les centres des deux bulles). En faisant l'hypothèse d'oscillations linéaires, ce système d'équations se met sous la forme matricielle $\mathbb{D}.\mathbb{E} = \mathbb{F}$:

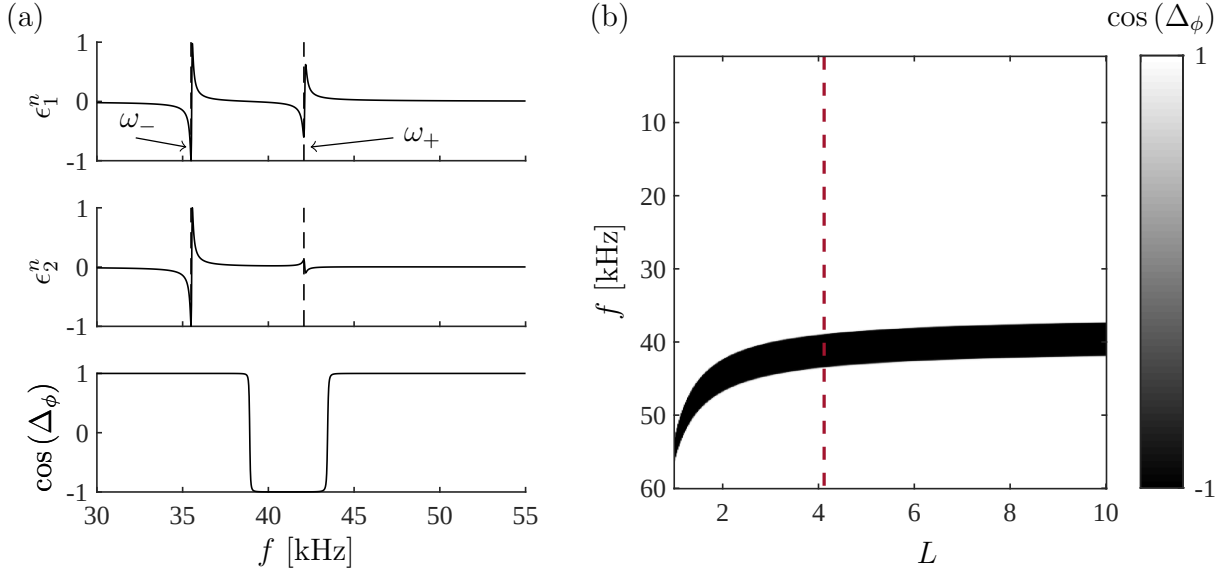


Figure 1.10 – Réponse d’un couple de bulles à une excitation harmonique. (a) Influence de la fréquence d’excitation pour un couple de bulles $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (80, 90) \mu\text{m}$, séparé de $d = 700 \mu\text{m}$, sur l’amplitude d’oscillation de chaque bulle ($\epsilon_i^n(f) = \hat{a}_{0,i}(f)/\max(\hat{a}_{0,i}(f))$) et sur le déphasage entre leurs oscillations. (b) Déphasage inter-bulles Δ_ϕ en fonction de la distance normalisée $L = d/(R_{0,1} + R_{0,2})$ et de la fréquence pour ce même couple de bulles.

$$\begin{bmatrix} (\omega_{0,1}^2 - \omega^2) - j\Lambda_1 & \frac{-\omega^2 R_{0,2}^2}{dR_{0,1}^2} \\ \frac{-\omega^2 R_{0,1}^2}{dR_{0,2}^2} & (\omega_{0,2}^2 - \omega^2) - j\Lambda_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_{0,1}(t) \\ \alpha_{0,2}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{P_{ac}(t)}{\rho_f R_{0,1}^2} \\ -\frac{P_{ac}(t)}{\rho_f R_{0,2}^2} \end{bmatrix}. \quad (1.23)$$

avec $\alpha_{0,i}(t) = a_{0,i}(t)/R_{0,i}$ où pour rappel $\hat{a}_{0,i}$ correspond à l’amplitude du mode de respiration et $\Lambda_i = 4\mu/R_{0,i}^2$ au facteur d’amortissement visqueux associé à chaque bulle.

Les modes propres du couple de bulles

Comme tout oscillateur couplé, le système bulle-bulle possède deux fréquences propres (ou pulsations propres), qui correspondent aux valeurs propres de la matrice $\mathbb{D}$ de l’équation 1.23. Elles sont données par

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{\omega_{0,1}^2 + \omega_{0,2}^2 \pm \sqrt{(\omega_{0,1}^2 - \omega_{0,2}^2)^2 + 4\omega_{0,1}^2\omega_{0,2}^2 \frac{R_{0,1}R_{0,2}}{d^2}}}{2 \left(1 - \frac{R_{0,1}R_{0,2}}{d^2}\right)}, \quad (1.24)$$

qui se réduisent à $\omega_{\pm}^2 = \omega_0^2 \left(1 \pm \frac{R_0}{d}\right)$, dans le cas de deux bulles identiques.

Un exemple, donné en figure 1.10(a), illustre le comportement d’un couple de bulles de rayons $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (80, 90) \mu\text{m}$, séparées de $d = 700 \mu\text{m}$. Les amplitudes d’oscillations

normalisées sont tracées pour chacune des bulles en fonction de la fréquence d'excitation, ainsi que le déphasage entre ces oscillations. La fréquence ω_- correspond à une amplitude maximale des oscillations. À cette fréquence les deux bulles oscillent en phase : c'est le mode symétrique du couple. La fréquence ω_+ correspond à un pic secondaire des amplitudes d'oscillations, qui sont à cette fréquence en opposition de phase : c'est le mode anti-symétrique. On remarquera par l'équation 1.23 que, pour un couple de bulles de tailles données, la réponse de ce couple ne dépend pas uniquement de la fréquence mais également de la distance entre ces bulles. On donne un exemple, en figure 1.10(b), de cette dépendance pour le même couple que celui étudié en (a). Le cas particulier tracé en (a) correspond à la ligne en pointillés en (b).

Deux approches expérimentales de Hsiao *et al.* [65] et Combriat *et al.* [27] retrouvent, par une mesure du champ de pression radiatif du couple, l'influence de la distance inter-bulles sur la fréquence de résonance symétrique. La mesure directe (optique) des oscillations pour un couple de bulles à distance fixe n'est, à notre connaissance, pas encore référencée dans la littérature.

Force de Bjerknes secondaire

La force de Bjerknes secondaire est la force réciproque vue par chaque bulle d'un couple en interaction. Son origine physique est similaire à celle de la force de Bjerknes primaire (voir section 1.2.3). Afin d'isoler le terme d'interaction, considérons que la seule contribution au champ extérieur vue par chacune des bulles provient de la bulle voisine. Ainsi, en combinant les équations 1.11 et 1.19, dans le cas d'oscillations linéaires, cette force s'écrit [31]

$$\vec{F}_{B2,i} = 2\pi\rho_f\omega \frac{R_{0,1}^2\hat{a}_{0,1}R_{0,2}^2\hat{a}_{0,2}}{d^2} \cos(\Delta_\phi) \vec{u}_{r,i}, \quad (1.25)$$

avec Δ_ϕ le déphasage entre les oscillations des bulles et $\vec{u}_{r,i}$ le vecteur unitaire colinéaire à la direction qui joint les deux centres des bulles, et orienté de la bulle i vers l'autre bulle. Cette force est donc attractive si les bulles oscillent en phase ($|\Delta_\phi| < \pi/2$) et répulsive dans le cas contraire ($|\Delta_\phi| > \pi/2$). On remarquera que, comme ce déphasage dépend de la distance inter-bulles, un couple initialement en mouvement attractif pourra finalement se repousser lorsque cette distance diminuera. Les effets de diffusion multiple peuvent également expliquer ce type de comportement [35]. Nous étudierons ce point plus en détail en section 3.1.5.

Dans les années 1970, Crum [31] a proposé la première mesure de cette force. Il étudie le rapprochement de bulles millimétriques au sein d'un champ stationnaire basse fréquence (de l'ordre du Hz). La force d'interaction est déduite directement du mouvement d'approche entre les deux bulles. Plus tard, on retrouve d'autres mesures [55, 71, 86, 152], toujours basées sur la même méthode. Or, lors de ce mouvement, l'interface des bulles se déforme : elles ne sont pas parfaitement sphériques. De plus, le moyennage temporel suppose que les bulles sont en régime permanent, ce qui n'est pas le cas dans ce mouvement d'approche (le couplage

dépend de la distance, qui varie aussi en fonction du temps). C'est pourquoi nous proposerons dans ce manuscrit un nouveau dispositif qui permet l'étude de cette force d'interaction tout en maintenant ces bulles à l'équilibre dans le fluide. Nous étudierons également l'influence des modes de surface, jusqu'ici négligée, et l'effet de diffusion multiple [35] menant à une inversion de cette force pour des faibles distances inter-bulles ($d \sim R_0$).

1.4.2 Vers un ensemble à N bulles

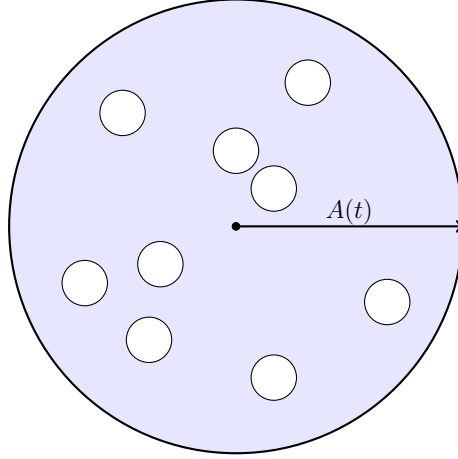


Figure 1.11 – Illustration d'un mélange bulleux sphérique monodisperse, tel que considéré par d'Agostino et Brennen [32].

Bien que n'étant pas étudiée par la suite, il me semblait intéressant d'introduire la généralisation à un ensemble à N bulles, comme ouverture vers un contexte réaliste d'application thérapeutique ou de sonochimie. La première étude analytique de ce type d'ensemble est proposée par Wijngaarden [142], considérant le cas d'une couche de bulles proche d'une paroi. Il considère une densité de bulles Υ dans cette couche fluide et des oscillations linéaires, c'est-à-dire des faibles amplitudes de pression excitatrice. La méthode analytique qu'il développe est ensuite reprise par d'Agostino et Brennen [32] dans le cas d'un nuage sphérique monodisperse (toutes les bulles sont de même taille), dont le rayon global varie dans le temps selon $\mathcal{A}(t)$ (voir figure 1.11). Les fréquences propres du nuage sont alors définies sous la forme d'une série infinie

$$\Omega_n = \omega_0 \left[1 + \frac{4}{3\pi^2} \frac{\mathcal{A}_0}{R_0^2} \frac{\Gamma_0}{1 - \Gamma_0} \frac{1}{(2n - 1)^2} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.26)$$

où $\mathcal{A}_0$ est le rayon initial du nuage sphérique, ω_0 la fréquence de Minnaert d'une bulle prise individuellement, $\Gamma_0 = \frac{\Upsilon V_0}{1 + \Upsilon V_0}$ la fraction de vide initiale (V_0 est le volume à l'équilibre d'une bulle du nuage). La première fréquence propre du nuage ($n = 1$) correspond au mode pour lequel toutes les bulles oscillent en phase. Tout comme pour le couple de bulles, la réponse du nuage sera optimale à cette fréquence (amplitude d'oscillation des bulles maxi-

males). On remarque que, plus la densité de bulles augmente ($\Gamma_0 \rightarrow 1$), plus cette fréquence diminue, ce qui est également retrouvé expérimentalement [27, 65].

Les non-linéarités modifient grandement le comportement de ces nuages. Kumar et Brennen [82] rapportent par exemple, le phénomène de “cascade harmonique”, pour un nuage polydisperse : les bulles dont la fréquence propre est proche de la fréquence d’excitation vont osciller de manière non-linéaire et émettre une fréquence harmonique $2f$, qui permettra, par la suite, l’excitation de bulles plus petites dont la fréquence propre est proche de $2f$, et ainsi de suite. . . D’autres comportements de ces nuages (excitation par onde de choc, régime inertiel, présence d’une paroi) peuvent être retrouvées dans les travaux de simulation numérique de Johnsen et Colonius *et al.* [73].

Objectifs de la thèse

Les bulles que nous étudions ont donc un grand potentiel pour des applications allant de la thérapie ultrasonore à la sonochimie. Dans ce contexte, ces bulles n’étant pas isolées, il est nécessaire de comprendre les phénomènes d’interactions qui les gouvernent. Il est tentant d’étudier expérimentalement ces phénomènes d’interaction en posant deux bulles sur un substrat. Cependant, aucune confrontation avec les modèles théoriques existant n’aurait été possible. De même, l’étude des forces d’interaction entre deux bulles se déplaçant et en phase d’approche est relativement simple à obtenir expérimentalement, mais ne permet pas d’étudier les écoulements générés par ces bulles en mouvement. Au sein d’un nuage de bulles, les attractions/répulsions vues par l’ensemble des bulles créent un système spatialement stable dont le sous-ensemble à deux bulles est une brique élémentaire. Dans ce manuscrit, je propose donc d’étudier les comportements acoustiques et fluides d’un couple de bulles maintenues à distance contrôlée, dans un fluide infini. À l’aide du dispositif expérimental développé seront alors quantifiés successivement les force de radiations secondaires auxquelles les bulles sont soumises, leurs déformations sphériques ou non-sphériques, les potentiels couplages acoustiques entre bulles et enfin les écoulements générés par un couple en oscillations non-sphériques. Ces études sont présentées dans les chapitres 3 à 5. Dans un premier temps, le chapitre 2 décrit la confrontation expérimentale/théorique dans le cas d’une bulle unique oscillant non-sphériquement en milieu infini.

Microstreaming induit par une bulle oscillante

Le *microstreaming* est un phénomène qui est aujourd’hui bien documenté dans la littérature. Pour que ce micro-écoulement soit mis en place, il faut que la bulle qui le génère présente des instabilités de surface ou une translation autour de sa position d’équilibre.

La plupart des approches théoriques [33, 95, 134, 150] considèrent la situation suivante : une bulle libre, c’est-à-dire suffisamment loin de tout objet (paroi, bulle, cellule, . . .), oscille de manière axisymétrique dans un fluide peu visqueux. Les oscillations doivent être petites devant la taille de la couche limite visqueuse, zone dans laquelle la vorticité est mise en place, puis s’étend à l’ensemble du domaine par effets non-linéaires visqueux. La condition d’axisymétrie permet restreindre l’observation à un plan contenant l’axe d’axisymétrie. Une extension de ce problème, proposée par Marmottant et Hilgenfeldt [101], permet de prendre en compte la présence d’une paroi, pour une bulle oscillant dans un régime combinant une composante radiale et une composante de translation.

Du point de vue de l’expérience, la configuration théorique de la bulle libre n’est pas simple à obtenir. En effet, bien qu’il soit possible de mettre en lévitation une bulle par l’utilisation d’un champ acoustique stationnaire [90], il a été montré que le déclenchement de modes de surface est intriqué avec la mise en place d’un mouvement erratique de la bulle, également appelé phénomène de “*dancing bubble*” [49]. Cette instabilité translationnelle de la bulle, qui a lieu à une échelle temporelle bien plus lente que le temps caractéristique acoustique, ne permet pas d’observer simplement l’écoulement associé, qui a besoin de plusieurs périodes d’oscillations pour atteindre un régime établi. Ce problème de stabilité est classiquement surmonté en utilisant une bulle posée sur un substrat. Cette bulle prend dans ce cas une forme quasi-hémisphérique. La présence de la paroi va cependant modifier les écoulements de telle sorte que la comparaison avec le modèle théorique idéal (bulle libre, axisymétrique) soit impossible. De plus, le contrôle de l’axisymétrie des bulles sur substrat n’est pas chose aisée. Récemment, Fauconnier *et al.* [52], ont montré que ces bulles peuvent, dans des conditions de pression et de taille similaire, osciller aussi bien selon des modes zonaux (*i.e.* les modes axisymétriques) que selon des modes sectoriaux et tesseraux, qui

sont eux asymétriques.

Dans ce chapitre sont détaillés les développements expérimentaux et théoriques d'étude des écoulements induits par une bulle unique, libre et loin de toute paroi, oscillant non-sphériquement selon des modes axisymétriques. Une technique de coalescence est utilisée pour déclencher sur une bulle libre des oscillations non-sphériques axisymétriques, stables sur un temps long. Après avoir défini la méthode expérimentale et les procédés de traitement des résultats, nous introduirons une théorie récente, développée par Alexander A. Doinikov et Claude Inserra, dans une série de quatre publications [[Pers1](#), [Pers2](#), [Pers5](#), [Pers4](#)], auxquelles j'ai contribué, notamment par l'implémentation numérique des équations et par les études numériques proposées dans les publications. Enfin, ce chapitre sera conclu par une comparaison aussi bien qualitative que quantitative des deux approches, en considérant l'implication de différentes sources d'erreurs entre les observations expérimentales et les prédictions du modèle.

2.1 Observations expérimentales du *microstreaming*

Dans cette première section, nous présentons la méthode de déclenchement des instabilités de surface par coalescence, le dispositif expérimental permettant la mesure du *microstreaming* induit par ces oscillations et les méthodes de traitement des résultats expérimentaux. Ce protocole est détaillé dans une publication dans le *Journal of Visualized Experiments* [[Pers3](#)].

2.1.1 Description du dispositif expérimental

Création et piégeage des bulles

Le dispositif expérimental est présenté en figure [2.1](#). Une cuve transparente, de 8 cm de côté, est remplie d'eau filtrée non-dégazée (Carlo Erba®, Water for analysis). La concentration en gaz dans le milieu correspond à celle atteinte par équilibre des échange gazeux entre l'eau et l'air ambiant (environ $8 \text{ mg} \cdot \text{L}^{-1}$ d' O_2). Les bulles sont créées par nucléation laser [[88](#)] au sein de cette cuve. Pour cela, on utilise un laser pulsé Nd: YAG ($\lambda = 532 \text{ nm}$, NewWave Solo PIVIII), focalisé au travers d'un montage optique composé de 3 lentilles. La première est une lentille bi-concave qui permet l'élargissement du faisceau. Ensuite, en passant au travers d'une lentille plan-concave, les rayons sont réorientés parallèlement au faisceau initial pour finalement être focalisés par une troisième lentille, asphérique, à une position donnée au sein du liquide. Une fois créée, la bulle va naturellement remonter à la surface, sous l'effet de la poussée d'Archimède, qui domine très largement l'effet de sa gravité.

Pour pouvoir observer cette bulle sur un temps long, nécessaire à la mise en place du *microstreaming*, il faut d'abord l'immobiliser à un endroit fixe de la cuve. Le piégeage est obtenu grâce à la force de Bjerknes primaire, qui va venir s'opposer à la force de flottabil-

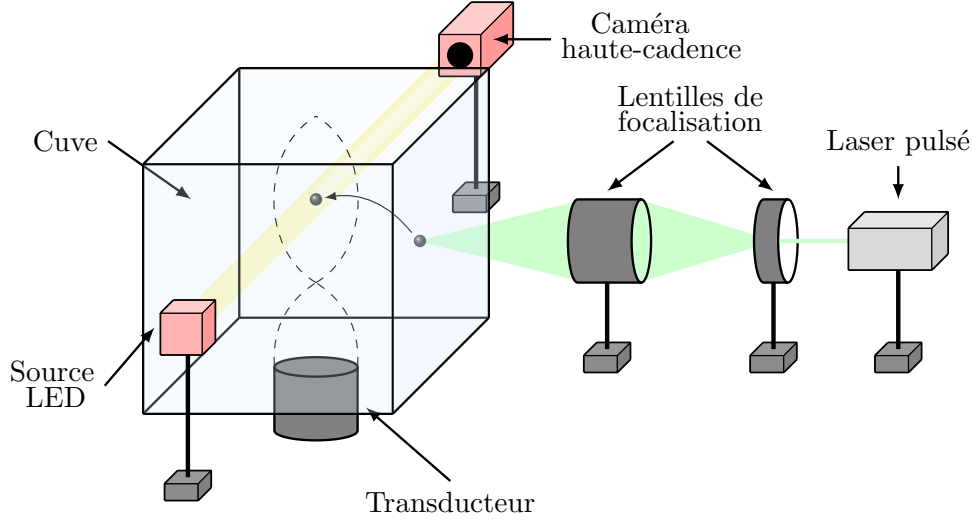


Figure 2.1 – Représentation du montage expérimental utilisé pour la mesure d’oscillations non-sphériques d’une bulle unique dans un champ stationnaire à 31.25 kHz. Une bulle est créée par nucléation laser et migre vers un ventre de pression du champ. Une fois stabilisée dans le champ, cette bulle est éclairée par une source LED et observée par ombroscopie avec une caméra haute cadence (180 kfps). Le déclenchement des modes est assuré par la technique de coalescence [25] : une seconde bulle est créée, dans le plan focal de la caméra, migre vers la première et, sous l’effet de leur coalescence, déclenche le mode voulu.

ité (voir section 1.2.3). Un champ stationnaire basse fréquence est généré dans la cuve au moyen d’un transducteur ultrasonore de type Langevin (Synaptec®, fréquence de résonance nominale 31 kHz), accordé à la fréquence $f_0 = 31.25$ kHz. La fréquence f_0 est choisie de telle sorte que le champ soit stationnaire et résonant dans la cuve. Comme introduit dans la section 1.2.3, si la bulle est plus petite que le rayon résonant correspondant à la fréquence d’excitation (ici $R_{res} = 104 \mu\text{m}$ [104], elle se dirige vers un ventre (*i.e.* un maximum local) de pression du champ. La signature spatiale de l’onde stationnaire est obtenue par une simulation COMSOL présentée en figure 2.2(a). Pour cette simulation, la source est modélisée au niveau de la paroi par un cercle pulsant, disposé au fond de la cuve. L’amplitude de déplacement imposée au niveau de la source lors de la simulation est indicative, ainsi que les amplitudes de pression obtenues. Plusieurs ventres de pression sont présents dans la cuve, et plus particulièrement un ventre principal situé au centre de la cuve dans le plan (x, y) , à une hauteur $z = 2/3h$. Pour assurer un piégeage reproductible sur ce ventre de pression, il faut ajuster la position du point de nucléation en fonction de la position de ce ventre. La bulle ainsi piégée est de surcroît mise en oscillation de par sa position sur un ventre de pression du champ.

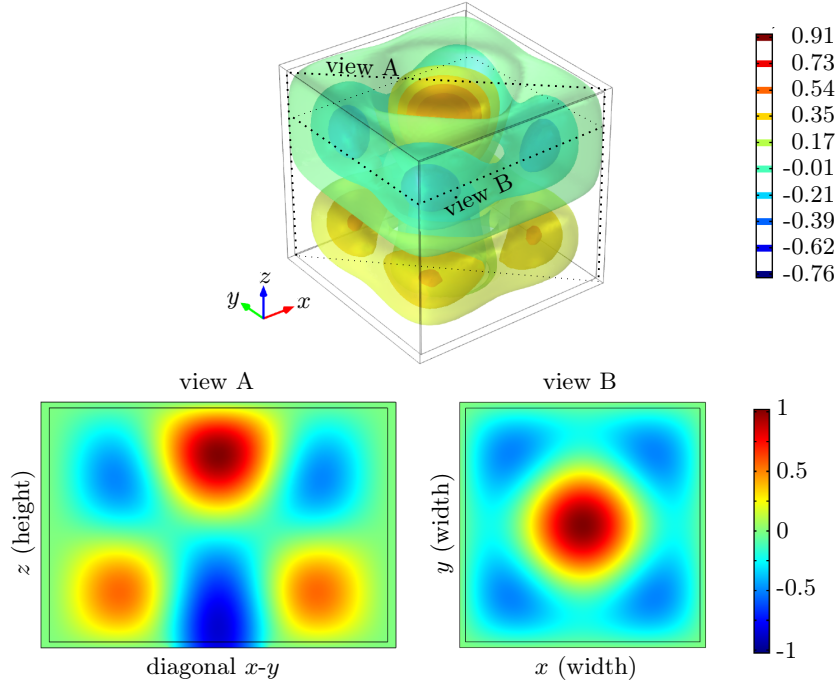


Figure 2.2 – Modélisation (COMSOL) du champ stationnaire à 31.25 kHz généré dans la cuve utilisée lors des expériences. La position du ventre de piégeage correspond au ventre principal, situé au centre de la cuve dans le plan (x, y) , à une hauteur $z = 2/3h$.

Observation des oscillations

Pour mesurer des oscillations à la fréquence $f_0 = 31.25$ kHz, la limite basse de cadencement pour respecter le théorème de Shanon est 61.5 kfps. Pour capturer les effets non-linéaires des oscillations, et notamment l'émergence du second harmonique à $2f_0$, il faut augmenter la cadence à $f_{cad} > 123$ kfps.

Une caméra à haute cadence (Vision Research®, V12.1) équipée d'un objectif de grandissement $12\times$ (Navitar®) est utilisée pour mesurer la dynamique de la bulle. Cette caméra permet de couvrir une plage de fréquence d'acquisition allant jusqu'à 180.000 fps. À cette cadence, la fenêtre d'observation est de 128 pixels de côté (environ $250\ \mu\text{m}$). L'observation est réalisée par imagerie en transmission, en disposant dans la direction de l'axe optique de la caméra, de l'autre côté de la cuve vis-à-vis de la bulle, une lumière LED (3 W). Les vitesses interfaciales observées sont de l'ordre de $v_{int} \sim \hat{a}_{int}f_0$, avec $\hat{a}_{int} \sim 5\ \mu\text{m}$ l'amplitude du déplacement. Cela impose une limite basse du temps d'ouverture du capteur photographique à $1\ \mu\text{s}$, pour lequel le déplacement de l'interface pendant l'acquisition est inférieure à $1\ \mu\text{m}$.

Du fait de la diffraction de la lumière sur la bulle, les rayons lumineux sont déviés, et n'atteignent pas le capteur. Ainsi, ce n'est pas la bulle qui est observée, mais son ombre. Le grand contraste entre la zone d'ombre (*i.e.* la bulle) et celle qu'atteignent les rayons non déviés rend possible l'utilisation de temps d'ouverture de l'ordre de la microseconde. Les rayons lumineux passant par le centre de la bulle (*i.e.* les seuls avec une incidence radiale au niveau de l'interface de la bulle et perpendiculaires au plan focal) ne sont, eux, pas déviés, ce qui explique la présence d'un point lumineux au centre de l'ombre de la bulle. Lorsque ce

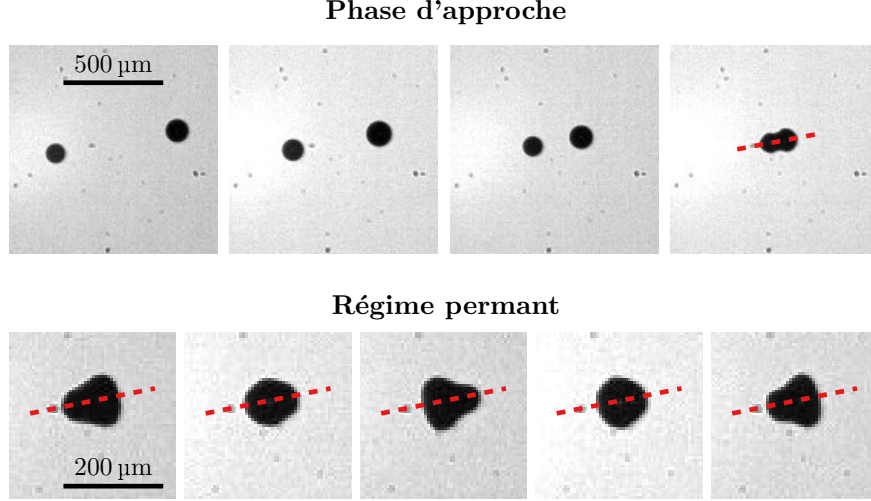


Figure 2.3 – Exemple de déclenchement par coalescence d'un mode de degré $n = 3$. L'axe de rencontre lors de la phase d'approche définit l'axe principal d'oscillation du mode en régime permanent.

point est immobile, les oscillations sont uniquement sphériques.

Déclenchement des instabilités par la méthode de coalescence

La mise en place d'un *microstreaming* dans le voisinage d'une bulle oscillante nécessite, en plus des oscillations sphériques naturellement présentes sous un forçage acoustique, le déclenchement d'une translation ou de modes de surface. Les bulles étant piégées sur un ventre de pression quasi-isotrope (voir figure 2.2(a)), aucune direction préférentielle ne pourrait expliquer la mise en place d'une translation de la bulle autour de son point de piégeage. En revanche, le déclenchement paramétrique de modes non-sphériques est possible si la bulle se situe dans une plage d'instabilité, soit sous les bonnes conditions de pression acoustique et de rayon (voir figure 2.4). Ceci est réalisable soit en augmentant la pression, soit en modifiant la taille de la bulle. Augmenter la pression modifie l'intensité du champ acoustique et donc la position d'équilibre de la bulle, nécessitant un nouveau réglage optique. L'autre solution consiste donc à modifier la taille de la bulle, par une méthode de coalescence [25]. À l'aide du laser pulsé, une deuxième bulle est créée, au même point de nucléation que la première, situé hors champ, mais dans le plan focal de la caméra. L'action combinée des forces de Bjerknes primaire et secondaire agissant sur les bulles mène à leur rencontre, puis à leur coalescence dans le plan focal. Un exemple de coalescence, permettant le déclenchement d'un mode de degré $n = 3$, est montré en figure 2.3. Les instabilités ainsi déclenchées sont axisymétriques. L'axe de rencontre définit l'axe principal d'oscillation du mode déclenché, qui est alors contenu dans le plan d'observation. L'oscillation reste stable sur un temps caractéristique de l'ordre de la seconde.

Le dispositif expérimental limite le nombre de mode observables. Les prédictions théoriques

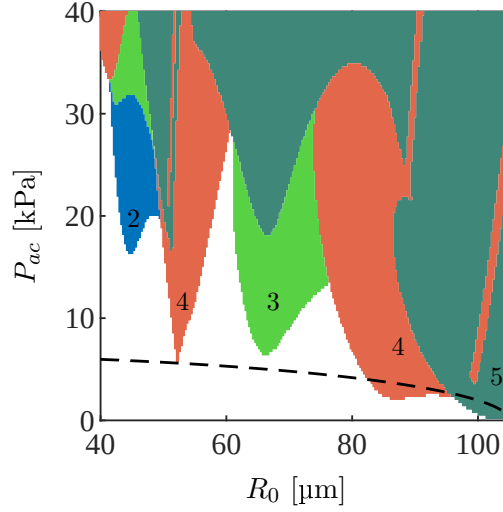


Figure 2.4 – Cartographie rayon/pression sur laquelle sont représentés les seuils de déclenchement de toutes les instabilités paramétriques possibles dans l’espace $R_0 \in [40 - 105]\mu\text{m}$ et $\hat{P}_{ac} \in [0 - 40]\text{kPa}$, correspondant aux limites expérimentales. La ligne pointillée indique l’amplitude minimale du champ stationnaire qui permet de piéger une bulle en fonction de son rayon d’équilibre. Les numéros indiquent le degré des modes associé à chaque zone.

de Brenner [17], en figure 2.4, donnent les zones d’instabilité des modes non-sphériques en fonction du rayon d’équilibre de la bulle à la fréquence $f_0 = 31.25\text{ kHz}$. Sous le rayon critique $R_{res} = 104\mu\text{m}$ (si $R_0 > R_{res}$ le piégeage sur un ventre de pression n’est plus possible), seuls les modes $n \in [2 - 5]$ peuvent être excités. Les pressions maximales atteignables expérimentalement sont de l’ordre de 40 kPa, ce qui permet a priori de déclencher tous ces modes. La ligne discontinue superposée aux seuils de déclenchement de la figure 2.4 indique la pression minimale nécessaire pour parvenir à piéger une bulle dans un champ stationnaire, *i.e.* pour contrebalancer la force de flottabilité à laquelle elle est soumise. On remarque que le seuil de l’instabilité d’ordre $n = 5$ se trouve en-deçà de cette limite. Cela implique qu’il n’est pas possible de déclencher un mode de cet ordre avec la présente configuration. La même remarque s’applique également pour la zone du mode d’ordre $n = 4$ correspondant à des rayons au repos $R_0 \sim 90\mu\text{m}$. Cela est confirmé par la difficulté à obtenir des bulles en mode $n = 4$ dans cette zone, du fait d’un manque de stabilité spatiale qui se manifeste sous la forme d’une translation aléatoire des bulles. On remarque sur la figure 2.4 que deux zones d’instabilité correspondent à des modes de degré $n = 4$. On notera que la seconde zone, pour des rayons proches de $80\mu\text{m}$, correspond à une première résonance paramétrique (donc un mode oscillant au sous-harmonique de la fréquence d’excitation). La première zone (R_0 proche de $55\mu\text{m}$) correspond à une seconde résonance paramétrique. Pour ces tailles, le mode 4 oscille alors à la fréquence d’excitation.

Le choix des traceurs pour la mesure du *microstreaming*

Les écoulements lents de fluides homogènes, comme le *microstreaming* induit par des bulles dans l'eau, sont des phénomènes qui ne peuvent pas être imagés de manière directe. Afin de mesurer le déplacement du fluide, il faut ajouter en son sein des traceurs que l'on peut observer et dont le mouvement est piloté par l'écoulement. Il convient alors de choisir le bon type de traceur, de telle sorte qu'ils ne soit pas une source de biais sur la mesure de l'écoulement.

Si un objet est poussé continuellement à la surface d'un fluide immobile, par exemple un morceau de bois qui flotte sur l'eau, et que le forçage est arrêté, il va continuer son mouvement par effet d'inertie, puis s'immobiliser sous l'effet de frottement visqueux avec le fluide. De la même manière, un traceur qui sera entraîné par l'écoulement pourra, du fait de son inertie, prolonger sa course, et ce même si l'écoulement s'arrête ou change brutalement de direction. Il est donc nécessaire ici d'utiliser des traceurs dont la masse est suffisamment faible pour limiter ce biais inertiel. Le nombre de Stokes, St , permet de quantifier si la bulle a un comportement balistique ($St \geq 1$), ou un comportement de traceur ($St \ll 1$). Il est défini par le rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie de frottement visqueux que celle-ci subit par sa présence dans l'écoulement et s'écrit

$$St = \frac{(\rho_p - \rho_f)d_p v_f}{18\mu}, \quad (2.1)$$

où v_f correspond ici à la vitesse de l'écoulement, $\mu = 1 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ est la viscosité dynamique, et ρ_p et d_p sont respectivement la masse volumique et la taille caractéristique de la particule. Les différentes mesures de *microstreaming* que l'on peut trouver dans la littérature [10, 101, 139] indiquent que les vitesses d'écoulement sont de l'ordre du $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour respecter la condition $St \ll 1$ sur le nombre de Stokes, le choix s'est porté sur des traceurs fluorescents (ThermoFisher, R700, longueurs d'onde d'excitation $\lambda_{ex}^p = 542 \text{ nm}$ et d'émission $\lambda_{em}^p = 612 \text{ nm}$) de diamètre moyen $d_p = 710 \text{ nm}$ et de masse volumique $\rho_p = 1050 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. La masse volumique des traceurs étant proche de celle de l'eau, ils seront donc peu sujets à la force de flottabilité et resteront répartis de manière homogène dans le fluide. Pour un écoulement de vitesse $v_f = 1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, le choix de ces particules fournit $St \ll 1$ (comportement traceur).

Mesure du champ de déplacement fluide

Le montage expérimental utilisé pour les mesure de *microstreaming* est représenté en figure 2.5. Les particules fluorescentes sont ajoutées (~ 10000 particules par mm^3) dans la cuve d'eau puis éclairées au moyen d'une nappe laser de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette nappe est générée par un laser continu ($\lambda = 532 \text{ nm}$, DPSS, CNI MLL-FN, 400 mW) dont le faisceau est mis en forme par deux lentilles cylindriques afin de créer un plan laser vertical. La posi-

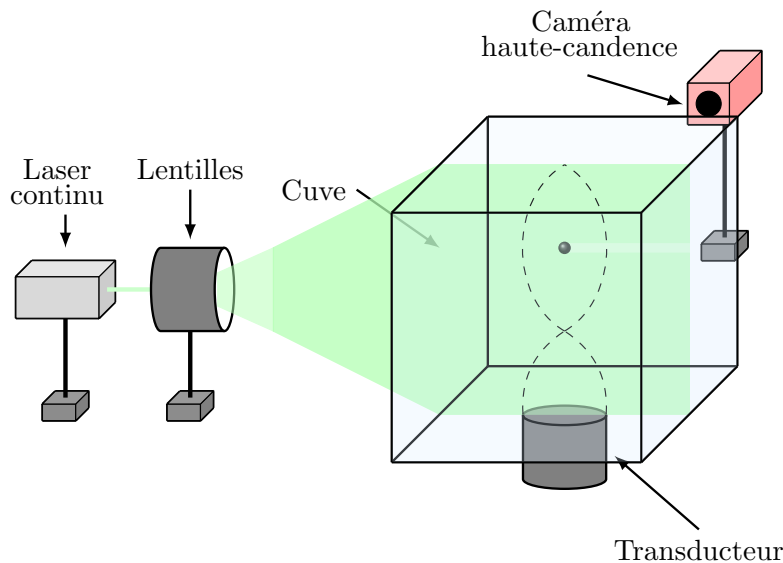


Figure 2.5 – Représentation schématique du montage expérimental permettant la mesure du *microstreaming*. Le faisceau du laser continu est mis en forme au travers de deux lentilles cylindriques pour former un plan laser de $150\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette nappe laser vient éclairer le plan focal de la caméra, dans lequel est déjà positionnée la bulle, ce qui permet d'éclairer les traceurs fluorescents préalablement introduits dans l'eau. La mesure se fait avec la caméra haute cadence utilisée pour l'acquisition des oscillations, en adaptant tout de même sa fréquence d'acquisition aux vitesses de l'écoulement ($[400 - 1000]\text{ fps}$).

tion de cette nappe est ensuite ajustée afin d'éclairer les particules au niveau du plan focal de la caméra, plan dans lequel la bulle est également piégée. Les particules qui se déplacent dans le champ sont éclairées et observées à l'aide de la caméra utilisée pour l'acquisition des oscillations de la bulle. La fréquence d'acquisition est adaptée à la vitesse de l'écoulement et se trouve dans une gamme comprise entre 400 et 1000 fps. Si les oscillations obtenues sont axisymétriques et que l'axe de symétrie est contenu dans le plan d'observation, alors l'écoulement généré est lui aussi axisymétrique selon ce même axe. L'observation dans un plan contenant cet axe d'axisymétrie assure alors que la mesure de l'écoulement dans le plan renseigne pleinement sur le champ fluide dans tout le volume. Notons que la réflexion du plan laser sur l'interface de la bulle empêche de suivre le mouvement des traceurs fluorescents dans le voisinage de la bulle.

2.1.2 Protocole expérimental

La classification des écoulements produits par les bulles nécessite une connaissance simultanée du comportement oscillatoire et du *microstreaming* associé. La technique de coalescence permet de mettre en place des oscillations de surface en régime permanent, temporellement et spatialement stables. Cela permet de segmenter la mesure en trois parties. Premièrement, la dynamique de la bulle est mesurée, à très haute cadence, sur un temps

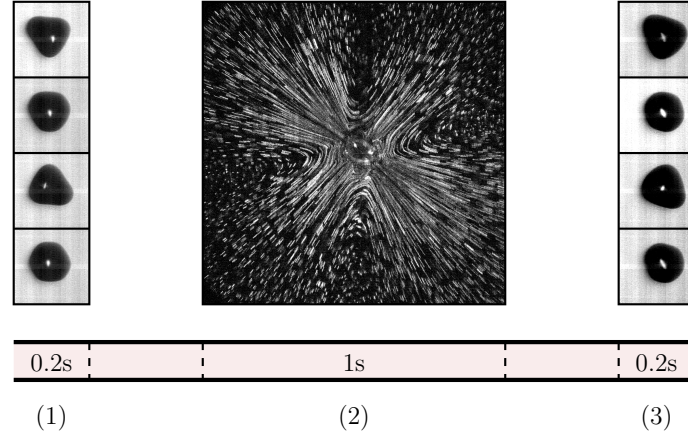


Figure 2.6 – Protocole expérimental utilisé pour la mesure de *microstreaming* et des oscillations associées de la bulle. (1) L’oscillation est mesurée à très haute cadence (180 kfps; temps d’ouverture $\sim 1 \mu\text{s}$), sur un temps court (0.2 s). (2) Enregistrement des déplacements des traceurs fluorescents. Pour cela, les paramètres de la caméra sont ajustés pour la mesure de l’écoulement ([400 – 1000]fps; temps d’ouverture $\tau \sim 1 \text{ ms}$). L’enregistrement dure environ une seconde. (3) Pour s’assurer de la stabilité de l’oscillation, la bulle est observée une seconde fois à haute cadence. La durée totale d’une mesure est d’environ 2 s.

court de l’ordre de 0.2 s. Ensuite le champ fluide est mesuré par observation du déplacement des traceurs fluorescents dans le plan laser. Cette seconde vidéo dure 1 seconde, car il est nécessaire ici de bien capter l’écoulement dont le temps caractéristique est beaucoup plus lent que celui de l’oscillation de la bulle. Afin de s’assurer de la stabilité de la bulle durant la mesure de l’écoulement, son oscillation est, dans un troisième temps, de nouveau mesurée. Un exemple d’oscillations stables et de *microstreaming* associé est donné en figure 2.6 pour un cas correspondant à une bulle non-sphérique oscillant selon un mode principal d’ordre $n = 3$. La technique permettant d’obtenir le motif d’écoulement présenté sur cette figure est détaillée dans la section suivante.

L’observation de l’écoulement entre 2 séquences d’imagerie rapide des oscillations de bulles assure la corrélation entre le déplacement du fluide et la dynamique de l’interface de la bulle. Dans certains cas, cette corrélation n’est pas envisageable, et ce pour deux raisons couramment rencontrées lors de nos expériences. Premièrement, sous l’effet de leur oscillation, le phénomène de diffusion rectifiée [60] est systématiquement mis en place. De par la présence d’un mode de surface, et donc d’un écoulement, le grossissement de la bulle en est même accéléré [22, 133]. Cela implique, pour une amplitude de pression d’excitation constante, un déplacement de la bulle dans la zone d’instabilité du mode (voir figure 2.2(b)), et donc potentiellement un changement des amplitudes d’oscillations, et par extension des vitesses d’écoulement du fluide ou même du motif d’écoulement. En second lieu, il a été remarqué au cours des expériences que le mode pouvait “tourner” sur lui-même, c’est-à-dire que l’orientation de son axe de symétrie peut changer au cours du temps. Comme le *microstreaming* est un écoulement qui nécessite du temps à se mettre en place, une rotation

trop rapide du mode empêche donc d'atteindre un régime permanent. Seuls des résultats pour lesquels la stabilité de la bulle est assurée, c'est-à-dire avec un changement d'orientation maximal de l'ordre de la dizaine de degrés, sont présentés par la suite.

2.2 Post-traitement des mesures

Dans cette section, on propose une description détaillée des méthodes utilisées pour la détection modale et la quantification des écoulements. Pour cette dernière, deux méthodes de traitement distinctes que sont la PIV et la PTV peuvent être envisagées [1]. Leurs avantages et inconvénients quant à l'analyse de la mesure du *microstreaming* sont discutés.

2.2.1 Analyse de l'oscillation de la bulle

Expression du contour de la bulle

L'évolution temporelle du contour d'une bulle non-sphérique $r_s(t, \theta, \phi)$, s'exprime sur la base des harmoniques sphériques $Y_n^m(\theta, \phi)$:

$$r_s(t, \theta, \phi) = R_0 + \sum_{n,m} a_{n,m} Y_n^m e^{-j\omega_{n,m}t}, \quad (2.2)$$

avec ici R_0 le rayon au repos de la bulle, $a_{n,m}$ l'amplitude du mode d'ordre (n, m) et $\omega_{n,m}$ sa pulsation. Des observations préalablement réalisées dans l'équipe en utilisant deux caméras perpendiculaires synchronisées [61] et la technique de coalescence [25] ont montré que les modes de surface déclenchés étaient majoritairement axisymétriques. Ces observations ont permis de restreindre la description géométrique de l'interface aux seules fonctions orthogonales axisymétriques que sont les polynômes de Legendre. Autrement dit, pour notre cas particulier, le contour de la bulle ne varie pas dans la direction azimutale ϕ et s'exprime alors comme

$$r_s(t, \theta) = R_0 + \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n(\cos(\theta)) e^{-j\omega_n t}. \quad (2.3)$$

La base des polynômes de Legendre n'est pas normale mais possède la propriété d'orthogonalité qui s'exprime sous la forme

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = \frac{2}{(2n+1)} \delta_{n,m}, \quad (2.4)$$

où $\delta_{n,m}$ est le symbole de Kronecker défini par

$$\delta_{n,m} = \begin{cases} 1, & \text{si } n = m \\ 0, & \text{si } n \neq m \end{cases}$$

L'évolution temporelle de l'amplitude des modes peut alors être déterminée en projetant le contour 2D d'une bulle sur cette base, et il vient

$$a_n(t) = \frac{(2n+1)}{2} \int_{-1}^1 r_s(t, \theta) P_n(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)). \quad (2.5)$$

Mathématiquement, l'interface $r_s(t, \theta)$ est projetée selon une infinité de modes axisymétriques. Dans la pratique, seuls les modes prédominants inférieurs ou égaux à 4 sont déclenchés dans cette expérience. Même si des effets de couplage non-linéaire entre modes peuvent *a priori* exciter de nombreux modes secondaires, dans les faits restreindre la projection modale à 8 modes non-sphériques suffit pour caractériser le contour de la bulle.

Détection du contour de la bulle

La mesure de la bulle oscillante fournit sa projection en deux dimensions sur le capteur de la caméra sous forme d'une ombre. La figure 2.7 présente une simulation d'une bulle en trois dimensions et l'effet de la projection, dans le cas d'une bulle oscillant selon un mode $n = 3$. Le contour de la bulle selon le plan azimutal (pointillés bleus) et sa projection sous forme d'ombre (zone noire) ne sont pas parfaitement identiques. Cela implique par la suite que les amplitudes modales mesurées sont entachées d'une erreur systématique. Cette erreur, estimée par simulation numérique, reste raisonnable, de l'ordre du %, et ne constitue pas un problème majeur. En revanche, la mesure du centre de masse associé à l'aire de projection est biaisée. Pour les modes d'ordre impair, l'apparition artificielle d'un mode de translation ($n = 1$) est systématique, à cause de ce biais de projection. On considère par la suite que les bulles ne se translatent pas, même si le mode de translation est détecté par analyse du contour. Cette hypothèse est renforcée en considérant les conditions expérimentales de piégeage qui assurent une force de piégeage isotrope, qui bloque donc la possible mise en place d'une translation.

Le contour de la bulle est analysé sous Matlab. Il est tout d'abord détecté, puis ré-orienté de telle sorte que l'axe de symétrie soit défini par la direction $\theta = 0$. Un exemple d'analyse modale pour une bulle oscillant selon un mode d'ordre $n = 3$ est donné en figure 2.8. La contour détecté ainsi que la définition des coordonnées polaires sont indiqués sur la figure 2.8(b). Sous l'effet du couplage inter-modal [131] [62], le mode principal stimule l'apparition d'autres modes. Ces modes secondaires sont d'amplitudes moins importantes, mais leur existence est importante lors de la considération des écoulements induits. Si leurs amplitudes ne sont pas sub-microniques, ils sont toujours considérés par la suite. Les modes oscillants, et principalement le mode de respiration, peuvent être non-linéaires. Pour obtenir les amplitudes et les phases associées à chacune des fréquences d'oscillation de chaque mode, les projections modales sont interpolées par des fonctions sinusoïdales (avec possiblement plusieurs fréquences). Ces fonctions interpolées sont superposées (en rouge) sur les mesures expérimentales montrées en figure 2.8(a). Les oscillations des modes d'ordre $n = 1$ à 8

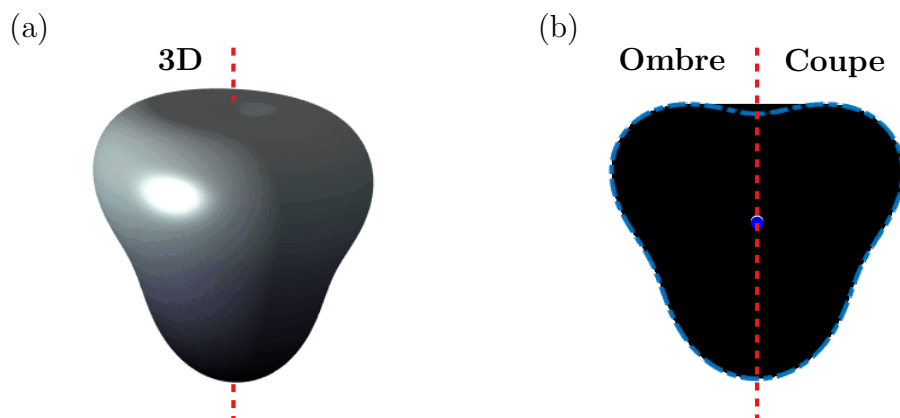


Figure 2.7 – Illustration des biais induits par la mesure 2D du contour de la bulle. (a) Représentation en trois dimensions d’une bulle en mode axisymétrique d’ordre $n = 3$. (b) La coupe centrale du contour (pointillés bleus) diffère de l’ombre projetée (surface noire), qui correspond à la mesure. Deux biais émergent du fait de cette différence : (i) l’amplitude du mode est légèrement faussée lors de la projection; (ii) la position du centre de l’ombre de la bulle ne correspond pas au centre de masse réel de la bulle, et cela peut mener à l’apparition d’un mode de translation virtuel, notamment pour les modes d’ordre impair.

sont représentées sur deux périodes acoustiques. Le résultat montré ici est obtenu après un recalage sur deux périodes acoustiques des 500 premiers points de mesure, ce qui suffit amplement à leur description. Pour le cas présent, seuls les modes $n = 0, 3$ et 6 sont à considérer. Une translation ($n = 1$) est également détectée, mais n’est pas prise en compte pour les raisons évoquées précédemment. Les spectres $|A_n|(f)$ de ces trois modes sont donnés en figure 2.8(c). Pour ce cas particulier, le mode 3 oscille uniquement à $f_0/2$, le mode 6 oscille à f_0 et le mode sphérique oscille de manière non-linéaire selon ces deux fréquences.

2.2.2 PIV ou PTV ?

L’enregistrement à faible cadence du déplacement des traceurs fluorescents est traité par trois méthodes différentes. Dans un premier temps il est possible (sous ImageJ [130]) de superposer les images du film afin de suivre les trajectoires des traceurs. Un exemple est donné en figure 2.9(a). Le cas étudié est le même que celui présenté en figure 2.6. Cette simple technique permet de mettre en exergue la trajectoire suivie par les particules. Le *microstreaming* étant stationnaire et permanent, les trajectoires sont assimilées à lignes de courant. Ces lignes de courant donnent une première observation qualitative du motif de *microstreaming*. De manière générale, la superposition des 100 premières images suffit à bien définir le motif obtenu. Quand les fréquences d’acquisition sont trop élevées, il peut néanmoins être nécessaire d’augmenter ce nombre d’images superposées. Cette méthode ne permet pas, en revanche, de déterminer ni les vitesses de déplacement des traceurs, ni la direction des lignes de courant.

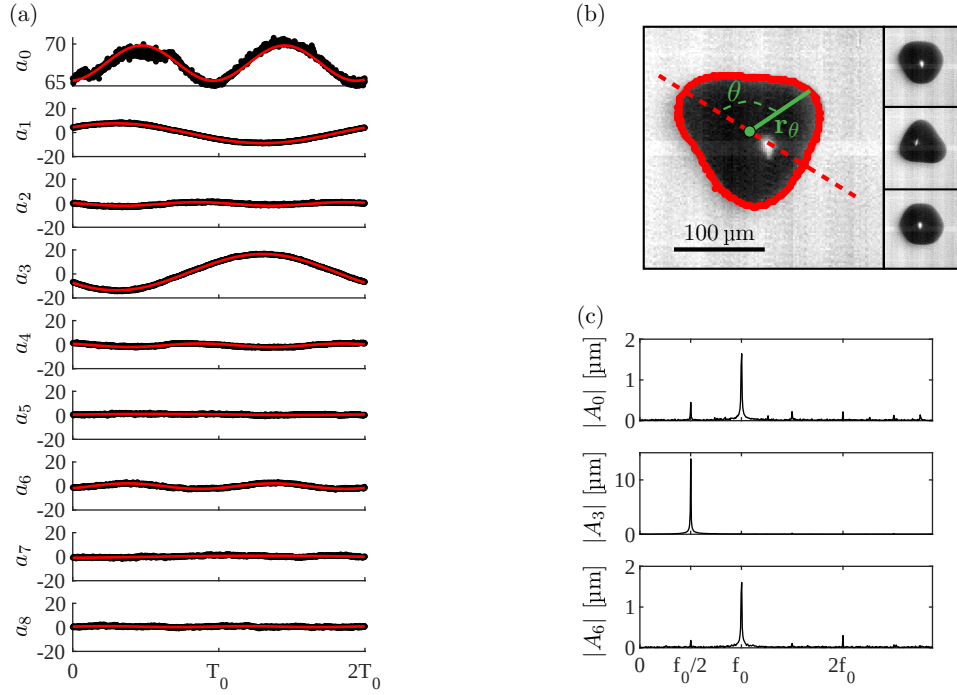


Figure 2.8 – Analyse modale d’une bulle oscillant sur un mode principal d’ordre $n = 3$. (a) Évolution temporelle des modes d’ordre $n \in [0 - 8]$, (en μm) sur deux périodes acoustiques. Les résultats expérimentaux (en noir) sont superposés avec leurs fonctions sinusoïdales interpolées (ligne continue rouge). (b) Détection du contour de la bulle et définition des coordonnées polaires pour l’analyse modale. (c) Spectre des modes principaux $n = 0, 3$ et 6 .

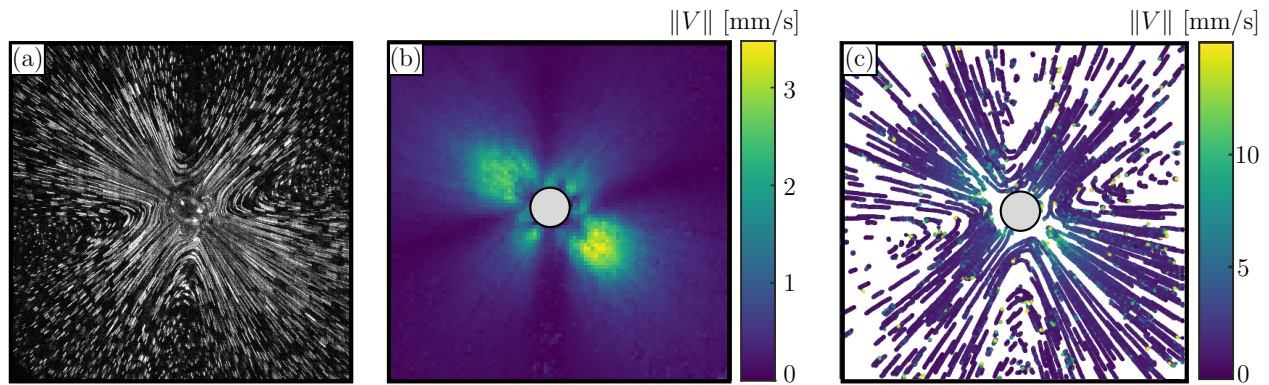


Figure 2.9 – Les 3 méthodes de traitement de mesure d’écoulement. (a) Traitement avec ImageJ, pour obtention des trajectoires des particules par sommation des images successives de la vidéo. (b) Traitement PIV, effectué avec le module PIVLab, sous Matlab. Le champ montré correspond à une moyenne temporelle de l’analyse PIV sur 300 couples d’images successifs. (c) Champ lagrangien de vitesse mesuré avec le module Trackmate, sous ImageJ. La vitesse des particules est mesurée sur sa trajectoire. Il n’y a pas de moyenne temporelle ni spatiale pour obtenir ces résultats, ce qui permet d’accéder à toute la dynamique des vitesses mesurées.

Pour mesurer ces vitesses, deux possibilités de traitement existent : la PIV, pour *Particle Imaging Velocimetry*, ou la PTV, pour *Particle Tracking Velocimetry*. Les deux approches reposent sur deux visions bien distinctes en mécanique des fluides : (i) le point de vue eulérien (PIV) pour lequel on fixe un cadre d’observation et on regarde l’écoulement qui passe à un endroit donné; (ii) le point de vue lagrangien (PTV) pour lequel on suit le déplacement d’une particule fluide le long de sa trajectoire.

Traitement par PIV

Le traitement PIV est effectué avec l’interface PIVLab [138] disponible sous Matlab. Pour chaque paire d’images successives, le déplacement d’une zone d’interrogation est déterminée par corrélation statistique entre deux instants successifs. Plus de détails sur la méthode de PIV en elle-même peuvent être trouvés dans Adrian *et al.* [1]. Le résultat obtenu consiste en un ensemble de carte de vitesses associées à deux images successives. Des erreurs de mesure peuvent être induites par le changement d’intensité lumineuse des particules entre deux images et la forte variation spatiale des vitesses de particules. En moyennant les résultats sur l’ensemble des paires d’images, on parvient à lisser ces erreurs. Un exemple de champ moyenné est donné en figure 2.9(b), pour le même cas expérimental que celui montré en figure 2.9(a). La répartition spatiale de l’écoulement est retrouvée, mais la technique ne permet pas d’obtenir toute la dynamique des vitesses mesurées. En effet, la zone d’interrogation est d’une taille fixe (ici un carré de 8 pixels de côté) et la vitesse estimée correspond à la vitesse moyenne du groupe de particules situées dans cette zone d’intérêt. De plus, le fait d’utiliser une moyenne temporelle pour obtenir un résultat non-bruité induit en retour une sous-estimation des vitesses réelles des particules. Afin de déterminer plus pré-

cisement les vitesses d'écoulement sur toute leur plage de dynamique, un traitement PTV semble préférable.

Traitement par PTV

Les traitements PTV sont effectués avec le module Trackmate [140], proposé sous ImageJ. Les particules sont suivies individuellement le long de leurs trajectoires. Avec cette technique, c'est bien le déplacement effectif de chacune des particules entre deux images successives qui est mesuré. Un exemple de trajectoires de différentes particules est donné en figure 2.9(c). Le biais de moyennage spatial du traitement PIV est éliminé, ce qui mène à une différence d'un ordre de grandeur par rapport aux mesures par PIV. En revanche, les positions successives ne correspondent pas à un maillage cartésien déterminé, ce qui complique l'utilisation des résultats.

2.3 Synthèse des observations expérimentales de *microstreaming*

On propose dans cette section un récapitulatif des différents motifs d'écoulement expérimentaux à notre disposition. Rappelons que seuls les modes d'ordre 2, 3 (sur leur première résonance paramétrique et donc oscillant à f_0) et 4 (à $f_0/2$) peuvent être étudiés. Ils sont référencés en figure 2.10 sur la carte des seuils d'instabilités de surface. Chaque marqueur correspond à une mesure. Les étoiles indiquent que l'écoulement généré par les bulles possède une structure dite en croix et les ronds une structure en lobes. Des exemples de ces deux types de motifs sont présentés dans la suite de cette section pour les trois modes étudiés. On remarque que les motifs en croix sont systématiquement observés pour des modes 2. Les modes 3 et 4 sont eux associés aux deux types de motifs, suivant la même condition : si $R_0 < R_{res}^n$ (avec R_{res}^n le rayon résonant du mode, tel que défini par Lamb [83]) le motif est en croix, sinon il est en lobes. Ces rayons critiques sont indiqués par les lignes continues sur la figure 2.10.

Écoulement associé à un mode de degré $n = 2$

La figure 2.11 présente l'écoulement caractéristique associé à un mode 2. La bulle est de rayon au repos $R_0 = 45.8 \mu\text{m}$ et est soumise à une pression $\hat{P}_{ac} = 18.3 \text{ kPa}$. L'analyse modale indique la coexistence du mode 0 et du mode 2 uniquement. Un motif en croix est observé en champ lointain. Quatre lobes, associés par paires, sont observés en proximité l'interface dans une des directions principales d'oscillation. Pour des modes de degré $n = 2$, seul ce type de motif est observé.

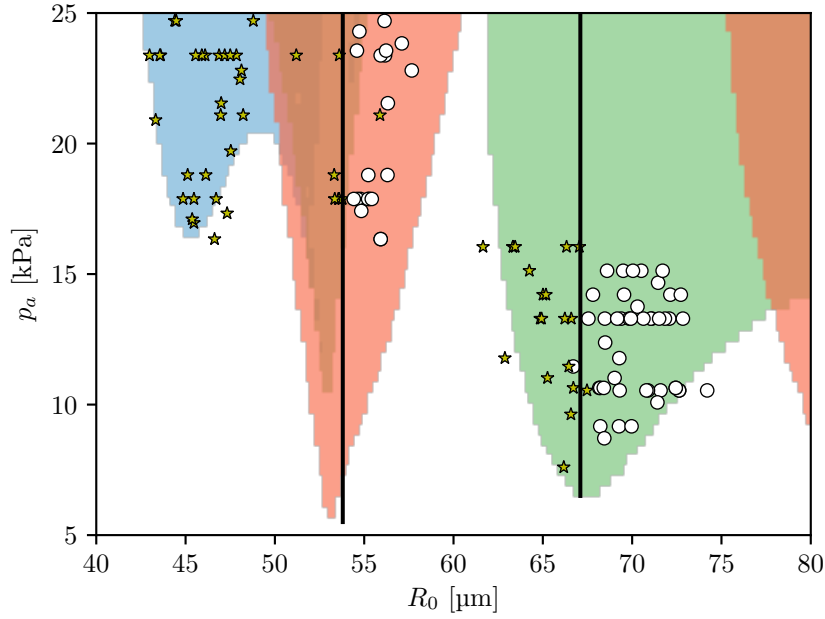


Figure 2.10 – Différenciation des différents motifs d'écoulement observés expérimentalement en fonction de l'amplitude de pression et de la taille des bulles. Les étoiles indiquent un écoulement observé en forme de croix et les cercles un écoulement en forme de lobes. Cette figure est issue de Cleve *et al.* [24].

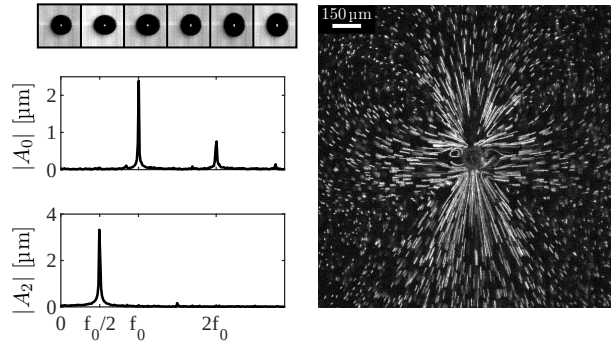


Figure 2.11 – Motif d'écoulement associé à un mode de degré $n = 2$. La dynamique des oscillations de surface est montrée sur une période d'oscillation en haut à gauche. L'analyse modale spectrale est donnée en dessous pour les 2 modes coexistants. Le motif de *microstreaming* associé est donné sur la droite.

Écoulements associés à un mode de degré $n = 3$

La figure 2.12 présente les deux types d'écoulements observés pour un mode 3. Le cas (a) considère une bulle de rayon $R_0 = 65.4 \mu\text{m}$ soumise à une pression $\hat{P}_{ac} = 11.1 \text{ kPa}$. L'analyse modale montre que trois modes coexistent, $n = 0, 3, 6$, avec des contenus spectraux différents. Le motif d'écoulement est une croix. Au contraire, le cas (b) montre que pour un même mode principal le motif d'écoulement peut être constitué de 6 lobes, confinés proches de l'interface. La bulle possède ici un rayon au repos $R_0 = 67.3 \mu\text{m}$ et l'amplitude de pression excitatrice est $\hat{P}_{ac} = 9.3 \text{ kPa}$.

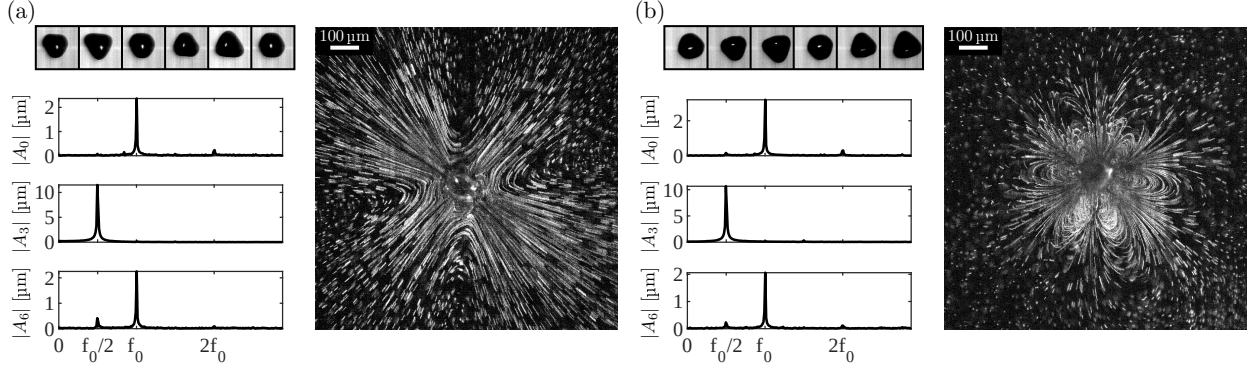


Figure 2.12 – Motifs d’écoulement associés à un mode de degré $n = 3$. Pour chaque sous-figure (a) ou (b) la dynamique des oscillations de surface est montrée sur une période d’oscillation en haut à gauche. L’analyse modale spectrale est donnée en dessous pour les 3 modes coexistants. Le motif de *microstreaming* associé est donné sur la droite.

Écoulements associés à un mode de degré $n = 4$

La figure 2.13 montre les deux types d’écoulements observés pour un mode de degré 4. Le cas (a) considère une bulle de rayon $R_0 = 52.5 \mu\text{m}$ soumise à une pression $\hat{P}_{ac} = 18 \text{ kPa}$. L’analyse modale montre que trois modes coexistent, $n = 0, 4, 8$. Le motif d’écoulement est une croix, similaire à celui observé précédemment pour les mode 2 et 3. Le cas (b) montre que, pour un même mode principal de degré 4, le motif d’écoulement peut être constitué de 8 lobes, confinés proches de l’interface. La bulle a ici un rayon au repos $R_0 = 54.7 \mu\text{m}$ et l’amplitude de pression excitatrice est $\hat{P}_{ac} = 17.6 \text{ kPa}$. L’amplitude du mode 4 est deux fois plus faible que pour le cas en (a), ce qui pourrait être la cause du changement de motif.

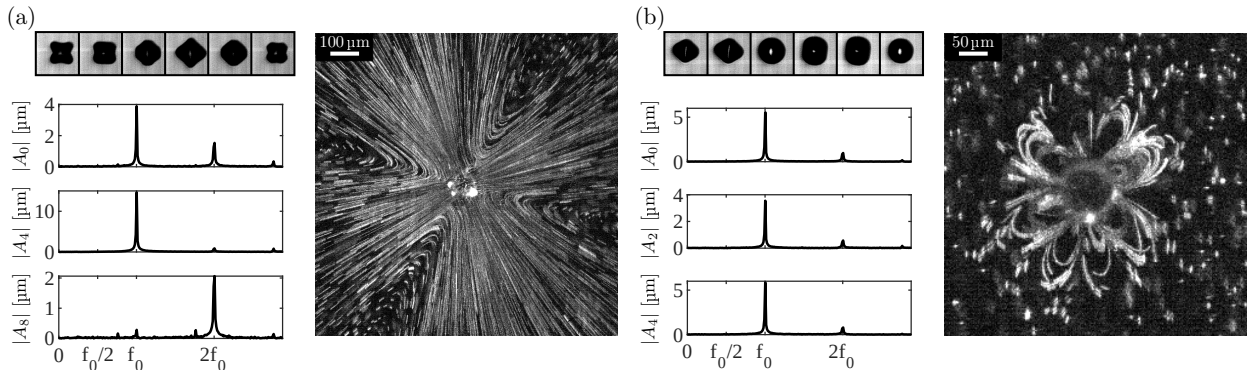


Figure 2.13 – Motifs d’écoulement associés à un mode de degré $n = 4$. Pour chaque sous-figure (a) ou (b) la dynamique des oscillations de surface est montrée sur une période d’oscillation en haut à gauche. L’analyse modale spectrale est donnée en dessous pour les 3 modes coexistants. Le motif de *microstreaming* associé est donné sur la droite.

Au début de ma thèse, nous avons donc à notre disposition un ensemble de mesures de micro-écoulements associés à différents modes. Toute la diversité des écoulements n’était en revanche pas comprise. Alexander A. Doinikov a été invité par le Collegium de Lyon

et le Centre Lyonnais d'Acoustique (CeLyA) pour résoudre ce problème. L'objectif fixé est la caractérisation des écoulements induits, pour des contenus modaux complexes (plusieurs modes oscillant à différentes fréquences), sans contraintes sur la taille des bulles ou sur la viscosité du fluide dans lequel elles évoluent. Ce modèle est présenté dans la section qui suit, avant d'être confronté aux résultats expérimentaux.

2.4 Modèle analytique des écoulements axisymétriques

Le *microstreaming* est toujours calculé dans la littérature en supposant que l'écoulement est développé dans une couche limite visqueuse en contact avec l'interface de la bulle, puis s'étend par frottements visqueux à tout le milieu environnant. Théoriquement cela implique d'effectuer la résolution des équations de Navier-Stokes dans deux domaines : (1) La couche limite visqueuse pour laquelle des conditions aux limites sont appliquées à l'interface de la bulle et (2) l'espace infini environnant pour lequel un écoulement moyen nul est recherché à l'infini. Les deux solutions sont reliées par continuité au niveau du rayon critique séparant les deux domaines, ce qui fournit le champ lagrangien total. Cette approche est valide tant que les amplitudes d'oscillation sont petites devant l'épaisseur de la couche limite. Aussi, pour linéariser les équations de Navier-Stokes au premier ordre et déterminer le champ de vitesse acoustique nécessaire à la résolution, il faut que les amplitudes d'oscillations des modes volumique ($a_0(t)$), de translation ($a_1(t)$), ou de surface $a_n(t)$, soient très faibles devant le rayon d'équilibre de la bulle. En combinant ces deux approches, il apparaît que les théories basées sur l'introduction de la couche limite visqueuse ne sont valides que pour de grandes bulles (millimétriques) dans des fluides peu visqueux. Le modèle présenté dans cette section, développé par Alexander A. Doinikov et Claude Inerria, s'affranchit de ces contraintes. L'idée est de connaître de manière analytique le champ d'écoulement moyen généré par une bulle oscillant sur n'importe quelle combinaison de modes axisymétriques, et ce sans restriction sur la taille des bulles ou la viscosité du fluide.

Développement du modèle

On considère une bulle de gaz, isolée dans un milieu de dimension infinie. Cette bulle peut osciller de manière non-sphérique selon des modes axisymétriques dont la fréquence d'oscillation est arbitraire. Le fluide autour de la bulle est à l'équilibre et n'est pas mis en oscillation par le champ ultrasonore environnant. La dynamique du contour de la bulle est régie en coordonnées polaires par $r_s(t, \theta) = R_0 + \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n(\cos(\theta)) e^{-j\omega_n t}$ (équation 2.3). Une représentation schématique du problème étudié est montrée en figure 2.14. L'origine du repère polaire est fixée au centre de la bulle. L'axe z correspond à l'axe de symétrie du problème. Les amplitudes modales ainsi que les fréquences d'oscillation sont connues a priori, par exemple suite à une mesure, et servent de données d'entrée pour le modèle. Ce modèle est valide sous respect que ces amplitudes d'oscillations ($|a_n|$) restent petites devant

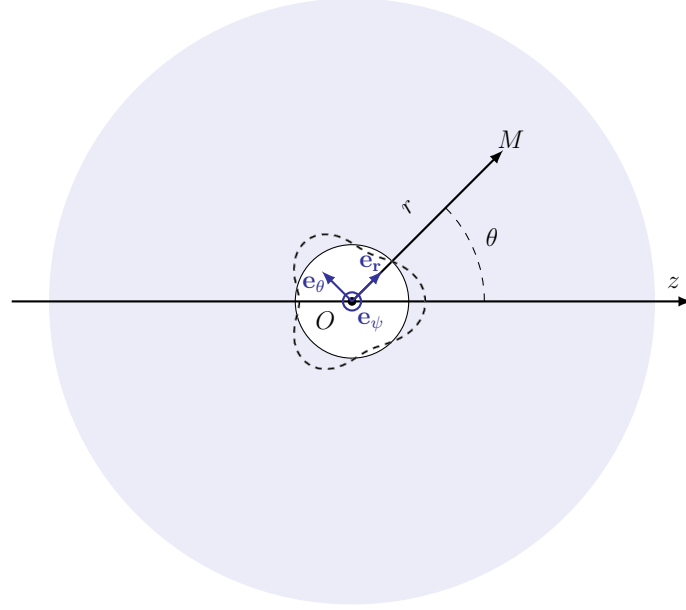


Figure 2.14 – Représentation schématic du système considéré pour l’approche théorique de calcul du *microstreaming*. L’axisymétrie du problème permet l’utilisation des coordonnées polaires (r, θ) , indiquées sur le schéma. L’axe z correspond à l’axe de symétrie du système.

le rayon au repos (R_0) de la bulle : $|a_n|/R_0 \ll 1$.

Une première étape consiste à calculer la vitesse acoustique linéaire au premier ordre du fluide. On considère des bulles dont le rayon est petit devant la longueur d’onde acoustique, ce qui permet de négliger la compressibilité du fluide. Cette hypothèse n’induit pas de restriction particulière car, dans un cas pratique, on cherchera à utiliser des bulles proches de la taille résonante correspondant à la fréquence d’excitation. Sous ces conditions, le rayon résonant d’une bulle $R_{res} \approx 3/f$ est toujours très faible devant la longueur d’onde dans le liquide $\lambda = c/f$. Par exemple, dans l’eau, $\lambda/R_{res} = 500$. Dans le cas d’un fluide visqueux, et sous cette condition d’incompressibilité, Landau et Lifshitz [85] ont montré que l’écoulement linéarisé au premier ordre est défini par le système d’équation

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p_1 + \nu \Delta \vec{v}_1, \quad (2.7)$$

avec $\vec{v}_1$ et p_1 représentant respectivement vitesse et pression au premier ordre, ρ la masse volumique du fluide, $\nu = \mu/\rho$ sa viscosité cinématique et μ sa viscosité dynamique. La décomposition de Helmholtz du champ de vitesse permet d’introduire les potentiels scalaire ϕ_1 et vectoriel $\vec{\psi}_1$, tels que :

$$\vec{v}_1 = \vec{\nabla} \phi_1 + \vec{\nabla} \times \vec{\psi}_1, \quad (2.8)$$

Le détail de la résolution des équations au premier ordre est donné dans [Pers1]. Les composantes du champ de vitesse premier ordre s'écrivent par séparation de variable selon une partie radiale et une partie angulaire. La partie angulaire est donnée par des polynômes associés de Legendre afin de satisfaire aux conditions limites à l'interface de la bulle. La partie radiale fait apparaître des fonctions de Hankel du premier ordre, qui représentent des ondes ne divergeant pas en 0. Pour résoudre complètement l'écoulement au premier ordre, il faut appliquer deux conditions aux limites, au niveau de l'interface de la bulle. Tout d'abord, au niveau de la position moyenne de l'interface $r = R_0$, la composante normale de la vitesse v_1 doit être égale à la vitesse de l'interface de la bulle, soit

$$v_{1r}(r = R_0) = \frac{\partial r_s}{\partial t}, \quad (2.9)$$

ou r_s est défini par l'équation 2.3. Le choix de la seconde condition aux limites dépend du type d'interface considéré. Ici, on étudie une bulle de gaz sans coque ni contamination au niveau de son interface. La condition aux limites correspondant à cette configuration est la condition de glissement. Autrement dit, au niveau de l'interface de la bulle, les contraintes tangentielles dans le fluide doivent s'annuler :

$$\sigma_{r\theta} = \eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_{1r}}{\partial \theta} + \frac{\partial v_{1\theta}}{\partial r} - \frac{v_{1\theta}}{r} \right) = 0, \text{ en } r = R_0. \quad (2.10)$$

Il est possible de prendre en compte la présence de contamination ou d'une coque au niveau de l'interface. Pour cela il faut alors appliquer la condition de continuité des contraintes tangentielles entre les deux phases, gazeuse et liquide, au niveau de l'interface [134]. Ce cas n'est pas traité dans ce modèle.

Les solutions de la vitesse linéaire au premier ordre sont ensuite utilisées comme entrées dans les équations régissant le *microstreaming*. L'origine de cet écoulement réside dans la non-linéarité de l'oscillation acoustique du fluide mise en place par la bulle oscillante. Apparaît alors sur un temps long un déplacement net du fluide, qui s'exprime mathématiquement comme la moyenne temporelle du champ fluide au second ordre, provenant de l'atténuation visqueuse de l'onde acoustique au sein du fluide. Il reste alors à déterminer la solution en vitesse au second ordre $\langle \vec{v}_2 \rangle$ à divergence nulle et solution de l'équation de Navier-Stokes moyennée au second ordre :

$$\nabla \cdot \langle \vec{v}_2 \rangle = 0, \quad (2.11)$$

$$\eta \Delta \langle \vec{v}_2 \rangle - \vec{\nabla} \langle p_2 \rangle = \rho \langle \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \vec{v}_1 \rangle, \quad (2.12)$$

où l'indice "2" indique que le terme est considéré au second ordre et $\langle \cdot \rangle$ indique une moyenne temporelle. Le moyennage implique que les contributions au *microstreaming* ne

peuvent donc venir uniquement de paires de modes oscillant à la même fréquence. L'ensemble du problème mathématique se réduit alors à la contribution entre deux modes distincts n et m (interaction $n - m$) ou à l'interaction d'un mode avec lui-même (interaction $n - n$).

Les équations générales à résoudre sont données en eq.(32) et eq.(33) du papier [Pers1]. La résolution de ces équations a été séparée en 4 tâches distinctes : (i) l'interaction $0 - m$ [Pers1] entre le mode volumétrique et un mode de surface de degré $m > 1$ donné, (ii) l'interaction $1 - m$ [Pers2] entre le mode de translation et un mode de surface de degré $m > 1$ donné, (iii) l'interaction $n - n$ (avec $n > 0$) [Pers5] d'un mode avec lui-même et (iv) l'interaction $n - m$ avec ($n \geq m > 2$) [Pers4] entre deux modes de surface distincts $n \neq m$. Ma participation à ce travail a consisté en l'implémentation numérique des développements analytiques. Dans ce cadre, j'ai également produit les études numériques utilisées dans les publications . L'ensemble de ces codes sont à disposition en [libre accès](#). Un tutoriel d'utilisation des codes est proposé en annexe A de ce manuscrit.

Diversité des patterns théoriques de *microstreaming*

Les différents types d'interactions mentionnés précédemment mènent à une diversité de motifs très diversifiée. Les différents cas sont représentés en figure 2.15 pour $0 \leq n \leq 5$ et $0 \leq m \leq 5$. On considère ici des bulles évoluant dans l'eau, soit $\rho_f = 1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $\mu = 1 \text{ mPa} \cdot \text{s}$. Les modes oscillent à $f = 30 \text{ kHz}$ selon des amplitudes $a_n = 5 \mu\text{m}$. Les calculs sont effectués en appliquant un déphasage $\Delta_\phi = \pi/4 \text{ rad}$ entre les modes si $n \neq m$. Cela permet de faire ressortir le motif global de l'interaction, qui est légèrement modifié en champ proche si ce déphasage vaut 0. Pour chaque interaction, on représente dans la partie inférieure gauche de la figure 2.15 la déformée de la bulle à deux instants séparés d'une demi-période et le motif d'écoulement associé est donné dans la partie supérieure droite. Sur la diagonale $n = m$, on donne les motifs correspondant à l'auto-interaction (cas $n - n$).

On retrouve ici les résultats obtenus par Longuet-Higgins [95] pour l'interaction $0 - 1$ avec un écoulement dipolaire unidirectionnel et pour l'interaction $1 - 1$ avec le motif à 4 lobes. On remarque que l'auto-interaction d'un mode avec lui-même ($n - n$) est associée à un motif semblable à cette interaction $1 - 1$, avec la présence additionnelle de $2n$ lobes en champ proche. L'interaction du mode radial avec un mode de degré n mène, elle, à un motif à $2n$ lobes (première ligne de la figure 2.15). De manière générale, le même motif est attendu dès lors que $|n - m|$ est constant (sur une diagonale). Par exemple, si $|n - m| = 1$ (pour les interactions $0 - 1$, $2 - 1$, $3 - 2$, $4 - 3$ et $5 - 2$) l'écoulement prédit est dipolaire, soit $2|n - m|$ lobes. Si $|n - m| = 2$ il comporte 4 lobes, soit également $2|n - m|$ lobes. Cette remarque se généralise pour toute valeur de $|n - m| > 0$. La classification des motifs est résumée par

1. interaction $n - m$, $n \neq m$, motif avec $2|n - m|$ lobes,
2. interaction $n - n$, motif à deux échelles avec 4 lobes en champ lointain (motif en croix), et $2n$ lobes en champ proches.

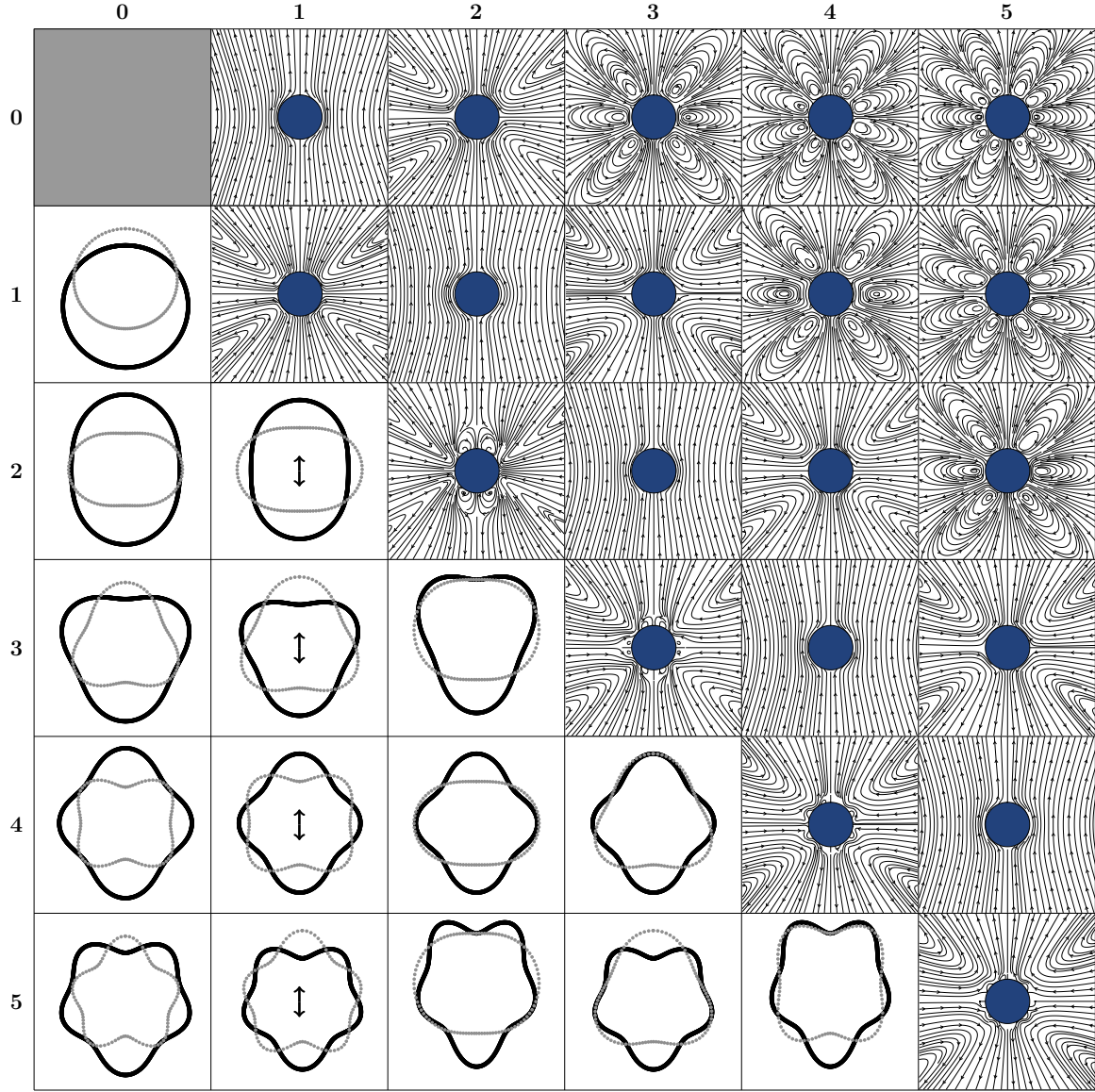


Figure 2.15 – Motifs de *microstreaming* générés par différents cas d'interaction. La partie supérieure droite montre le motif obtenu pour les interactions entre deux modes n ($0 \geq n \geq 5$) et m ($0 \geq m \geq 5$). En miroir vis à vis de la diagonale $n = m$, on montre les déformations de l'interface des bulles associées. Sur la diagonale, les motifs correspondent à ceux de l'auto-interaction $n = n$. Les paramètres utilisés pour les calculs sont : $a_n = 5 \mu\text{m}$, $f = 30 \text{ kHz}$, $\rho_f = 1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $\mu = 1 \text{ mPa} \cdot \text{s}$. Si $n \neq m$, le déphasage entre les modes vaut $\Delta_\phi = \pi/4$.

Étude des profils de vitesse pour un même motif

On sait que le rayonnement acoustique des modes non-sphériques décroît lorsque le degré du mode m augmente. On propose d'étudier l'influence de l'ordre des modes pour une même valeur de $|n - m|$ (donc pour un même motif d'écoulement), sur les amplitudes de vitesse au second ordre obtenues avec le modèle théorique. Les résultats sont présentés en figure 2.16(a) pour $|n - m| = 1$ et figure 2.16(b) pour $|n - m| = 2$. La norme de la vitesse lagrangienne dans la direction verticale $\theta = 0$ est tracée en fonction de la distance normalisée r/R_0 . Les calculs sont effectués avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour la figure 2.15. Les

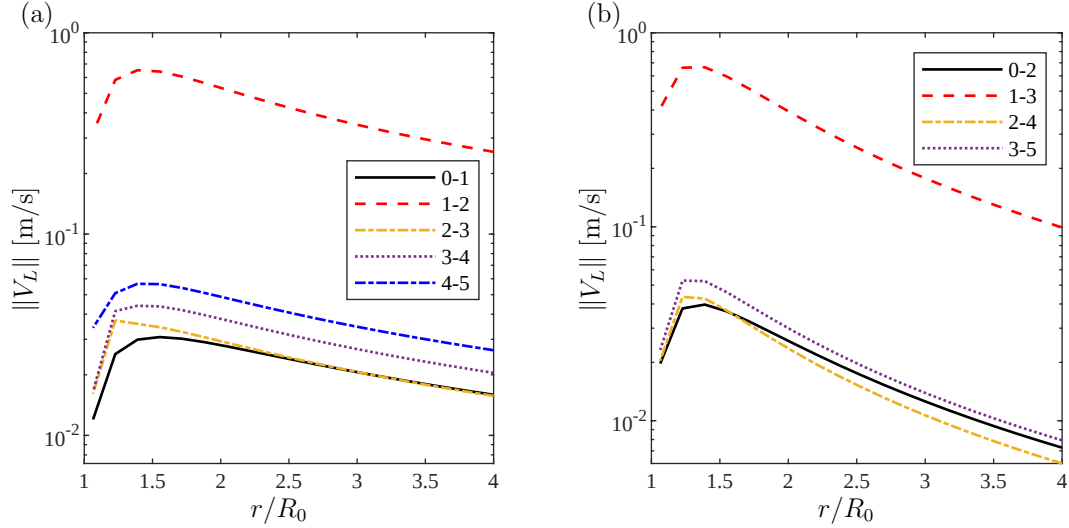


Figure 2.16 – Comparaison des profils de vitesse lagrangienne pour des motifs d’écoulement identiques, dans la direction $\theta = 0$. Les paramètres de calcul (amplitudes des modes, fréquence...) sont identiques à ceux de la figure 2.15. (a) Cas de l’écoulement dipolaire ($|n - m| = 1$). (b) Cas de l’écoulement quadripolaire ($|n - m| = 2$). L’interaction $1 - m$ génère un écoulement d’un ordre de grandeur plus important que les autres.

profils suivent une loi de décroissance en $1/r^{|n-m|}$ en champ lointain pour toutes les interactions. Pour les deux situations, l’interaction $1 - m$ donne un écoulement significativement plus important (un ordre de grandeur d’écart avec les autres interactions). Pour les autres cas, une tendance semble indiquer que plus les modes sont de degrés élevés, plus la vitesse de l’écoulement est importante (mis à part pour le cas $2 - 4$), au contraire des vitesses acoustiques au premier ordre. On montre ici que la théorie prédit qu’en présence d’une translation à l’échelle acoustique, d’amplitude similaire aux autres modes, l’écoulement est principalement dominé par les interactions de type $1 - m$.

Comparaison avec d’autres modèles

On propose ici de comparer les motifs obtenus avec deux approches théoriques classiques (Longuet-Higgins [95] et Spelman et Lauga [134]) afin de valider le modèle. Les paramètres utilisés pour les calculs sont ceux de la figure 2.15. Les figures 2.17(a, b, c) montrent les motifs attendus pour l’interaction $1 - 1$, selon les modèles de Longuet-Higgins, Spelman et Lauga, et Doinikov. Les trois approches fournissent un motif et des directions d’écoulement identiques. Les résultats sont également en très bon accord quantitatif, comme montré par Doinikov *et al.* [Pers1]. Les figures 2.17(d, e) permettent de comparer les résultats avec Spelman et Lauga, pour l’interaction $2 - 2$. On observe quatre lobes additionnels pour Spelman et Lauga en comparaison avec Doinikov, mais les directions et la structure en champ lointain sont également en accord. Après avoir validé ce modèle par rapport à la littérature, confrontons-le maintenant aux résultats expérimentaux.

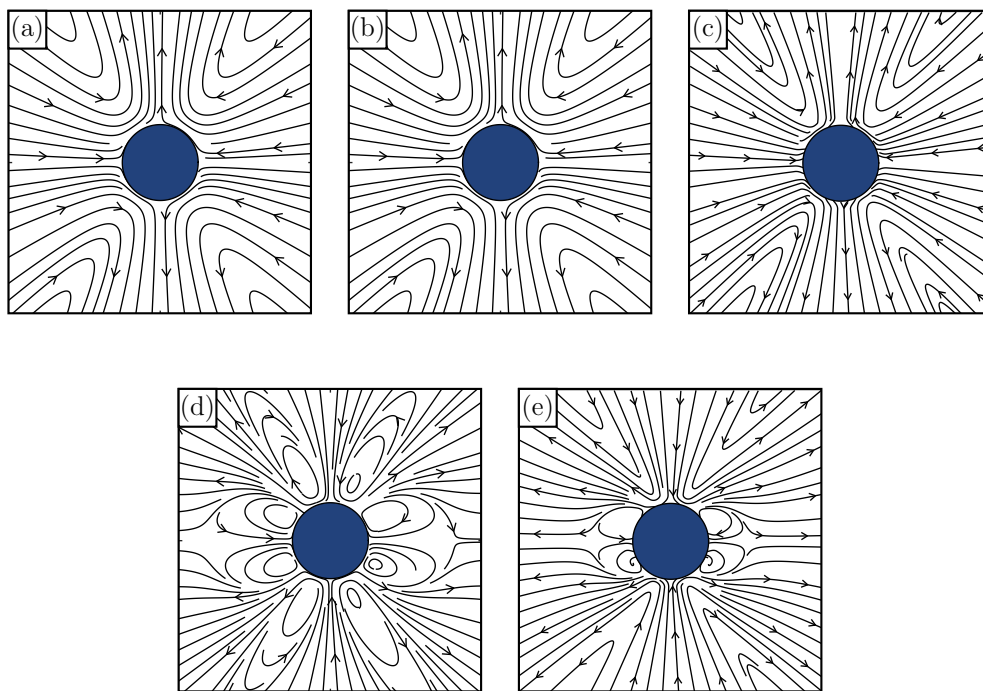


Figure 2.17 – Comparaison du modèle avec la littérature. (a, b, c) Cas de l’interaction 1 – 1 pour respectivement Longuet-Higgins, Spelman et Lauga, et Doinikov. (d, e) Cas de l’interaction 2 – 2 pour respectivement Spelman et Lauga, et Doinikov.

2.5 Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux

La comparaison avec les résultats expérimentaux est considérée en trois parties distinctes. Premièrement, on propose une comparaison des motifs d’écoulements générés autour de modes temporellement stables (contenu modal et orientation), de degré 2, 3 et 4. Dans un second temps, on étudiera l’impact de l’évolution du contenu modal d’un mode sur l’écoulement induit par une même bulle oscillant selon un mode 4. Finalement, pour les cas étudiés dans la première partie, une comparaison quantitative des profils de vitesse théoriques et expérimentaux est proposée. Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue *JASA, Special Issue: Theory and Applications of Acoustofluidics* [Pers6].

2.5.1 Comparaison qualitative des motifs d’écoulement

Les données d’entrée du modèle sont le rayon au repos de la bulle R_0 , les amplitudes modales a_n , leurs fréquences angulaires d’oscillation ω_n et la phase relative entre deux modes qui interagissent $\Delta_\phi^{n,m}$. La quantification du contenu modal de l’interface de la bulle, décrite en section 2.2.1, fournit ces données. Pour rappel, seuls deux modes oscillants à la même fréquence peuvent interagir et induire un écoulement moyen. Pour un contenu modal donné, l’écoulement total résulte de la somme des écoulements induits par chaque interaction.

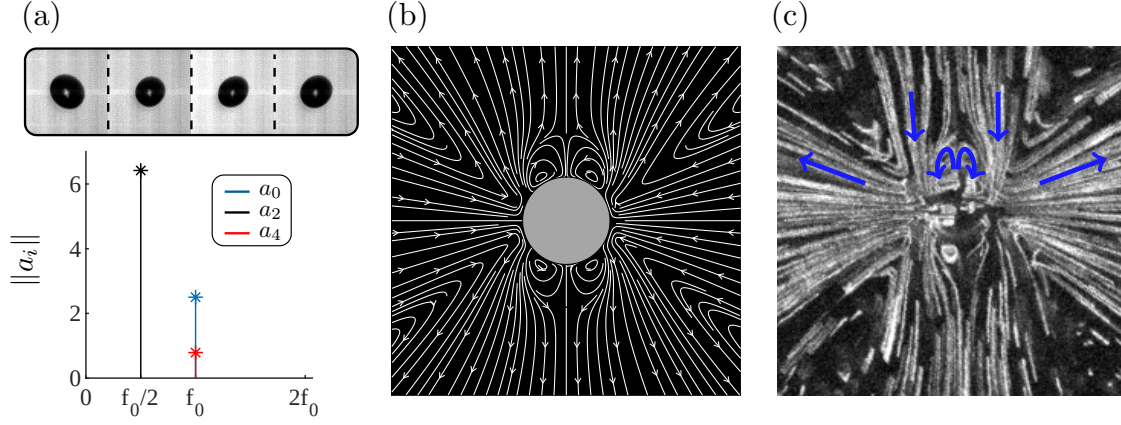


Figure 2.18 – Comparaison du motif de streaming expérimental avec le motif théorique pour une bulle de rayon $R_0 = 46 \mu\text{m}$ oscillant sur un mode principal d'ordre $n = 2$. (a) La décomposition modale du contour obtenu expérimentalement indique la présence de modes $n = 0$, $n = 2$ et $n = 4$, avec $a_0 = 2.5 \mu\text{m}$, $a_2 = 6.4 \mu\text{m}$ et $a_4 = 0.8 \mu\text{m}$ et $\Delta_\phi^{0-4} = 0.9 \text{ rad}$. (b) Motif de *microstreaming* obtenu avec la théorie. (c) Motif de *microstreaming* expérimental.

Cas d'un mode $n = 2$

La figure 2.18 montre le cas d'une bulle dont le mode principal est d'ordre $n = 2$, excité selon sa première résonance paramétrique, oscillant donc à $f_0/2$. L'analyse modale du contour de l'interface (figure 2.18(a)) indique que le mode d'ordre $n = 4$ est également présent, avec une amplitude faible mais non négligeable. D'après cette analyse, 3 interactions vont pouvoir mener à la génération de *microstreaming* : l'interaction $2 - 2$ à $f_0/2$, l'interaction $0 - 4$ à f_0 et l'interaction $4 - 4$, également à f_0 . La figure 2.18(b) montre le motif obtenu avec la théorie et la figure 2.18(c) le motif observé expérimentalement. Les deux résultats sont en très bon accord. Le motif en champ lointain en forme de croix et les 4 zones de recirculation, organisées par paires proches de l'interface, sont bien retrouvées et l'extension de ces lobes est similaire. En revanche, la direction des écoulements est opposée entre les deux situations. La cause de ce changement de direction n'est pas comprise pour le moment. Cela pourrait venir du choix de conditions aux limites, qui serait dans l'expérience modifiées par une contamination de l'interface de la bulle (on passerait d'une condition de glissement à une condition de non-glissement). Mais comme nous allons le voir avec les cas suivants, ce problème n'apparaît pas pour des modes d'ordre 3 et 4, cas pour lesquels la simulation est effectuées avec le même choix de conditions aux limites. De manière générale, les deux résultats sont en bon accord et la théorie permet de comprendre que, pour ce cas, c'est l'auto-interaction $2 - 2$ qui domine le champ global (*cf* figure 2.15).

Cas d'un mode $n = 3$

La figure 2.19 montre le cas d'une bulle dont le mode principal est d'ordre $n = 3$, excité selon sa première résonance paramétrique, oscillant donc à $f_0/2$. L'analyse modale du con-

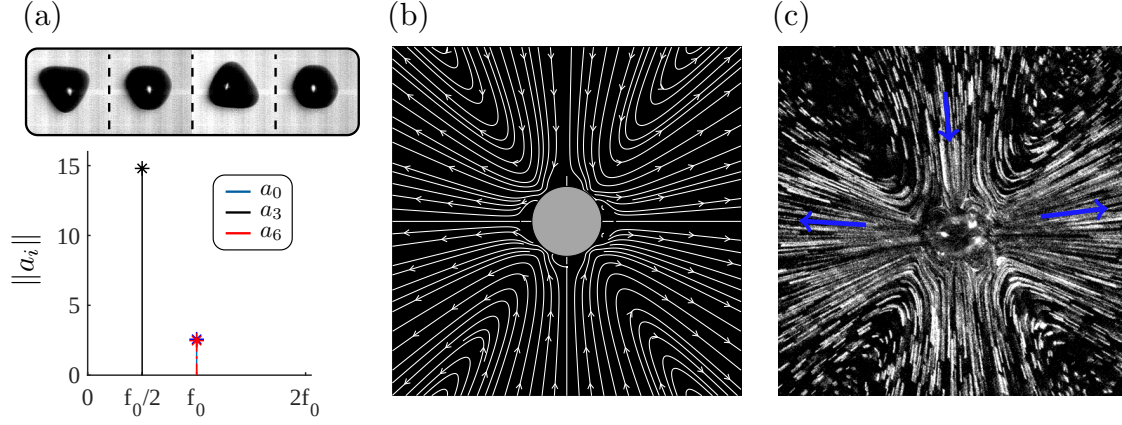


Figure 2.19 – Comparaison du motif de streaming expérimental avec le motif théorique pour une bulle de rayon $R_0 = 65 \mu\text{m}$ oscillant sur un mode principal d'ordre $n = 3$. (a) La décomposition modale du contour obtenu expérimentalement indique la présence de modes d'ordre $n = 0$, $n = 3$ et $n = 6$, avec $a_0 = 2.6 \mu\text{m}$, $a_3 = 14.9 \mu\text{m}$ et $a_6 = 2.5 \mu\text{m}$ et $\Delta_\phi^{0-6} = 0.7 \text{ rad}$. (b) Motif de *microstreaming* obtenu avec la théorie. (c) Motif de *microstreaming* expérimental.

tour de l'interface (figure 2.19(a)) indique que le mode d'ordre $n = 6$ est également présent. D'après cette analyse, 3 interactions vont pouvoir mener à la génération de *microstreaming* : l'interaction 3 – 3 à $f_0/2$, l'interaction 0 – 6 à f_0 et l'interaction 6 – 6, également à f_0 . La figure 2.19(b) montre le motif obtenu avec la théorie et la figure 2.19(c) le motif observé expérimentalement. Les deux résultats sont en très bon accord. Le motif en croix est bien retrouvé et les directions des écoulements sont identiques entre les deux situations. La théorie nous indique qu'ici c'est l'auto-interaction 3 – 3 qui domine le champ global (cf figure 2.15).

Cas d'un mode $n = 4$

Pour cette situation on étudie une bulle pour laquelle l'interface est rendue instable selon un mode principal d'ordre $n = 4$, excité sur une seconde résonance paramétrique, et oscillant donc à la fréquence d'excitation ultrasonore f_0 . Seuls les modes 0 et 4 sont présents. Leurs amplitudes sont indiquées en figure 2.20(a). Pour ce cas, la théorie indique que deux interactions permettent de générer un *microstreaming* : l'interaction 0 – 4 et l'interaction 4 – 4 à la fréquence f_0 dans les deux cas. Le motif théorique est donné en figure 2.20(b) et le motif expérimental en figure 2.20(c). La théorie coïncide ici également avec l'observation expérimentale. Le motif consiste en 8 lobes répartis autour de la bulle, ce qui correspond à une interaction 0 – 4 prédominante (cf figure 2.15). Les écoulements théoriques et expérimentaux sont orientés dans les mêmes directions.

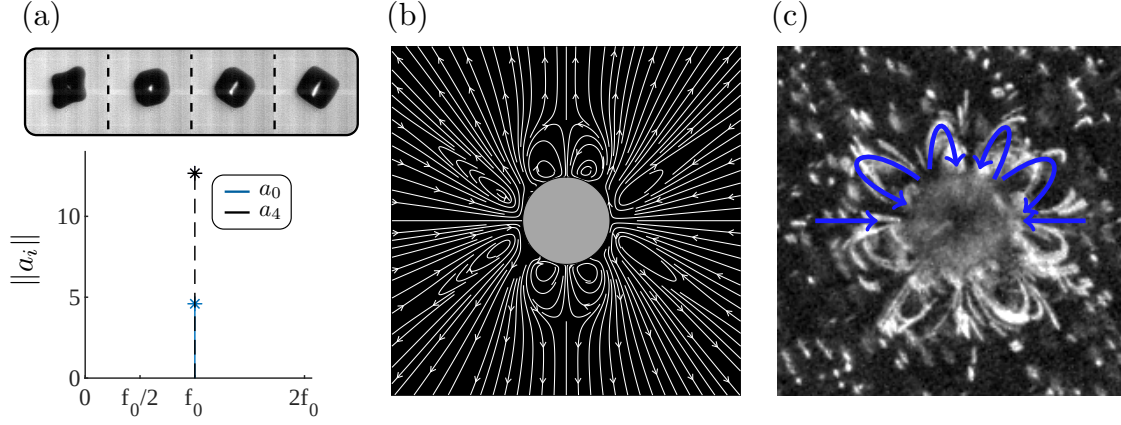


Figure 2.20 – Comparaison du motif de streaming expérimental avec le motif théorique pour une bulle de rayon $R_0 = 53.9 \mu\text{m}$ oscillant sur un mode principal d'ordre $n = 4$, avec $a_0 = 4.6 \mu\text{m}$, $a_4 = 12.7 \mu\text{m}$ et $\Delta_\phi^{0-4} = 0.93 \text{ rad}$. (a) La décomposition modale du contour obtenu expérimentalement indique la présence des modes $n = 0$ et $n = 4$. (b) Motif de *microstreaming* obtenu avec la théorie. (c) Motif de *microstreaming* expérimental.

2.5.2 Étude de la transition d'un motif de *microstreaming*

Nous avons vu en section 2.3, figure 2.10, qu'un même mode peut mener à deux types de motifs d'écoulement : soit un écoulement en forme de croix avec une grande extension, soit un écoulement défini par des lobes confinés proches de l'interface de la bulle. Cette différenciation s'opère de part et d'autre du rayon résonant d'un mode n donné. Déterminons si ce type de comportement peut être prédit avec le modèle théorique.

Le cas d'étude est une bulle oscillant selon un mode principal d'ordre $n = 4$, sur une seconde résonance paramétrique. Il est illustré par la figure 2.21. Durant son oscillation, à amplitude de pression constante, la bulle va grossir sous l'effet de la diffusion rectifiée (voir figure 2.21(b)), ce qui amène à un changement de position dans la zone d'instabilité. De par ce changement de taille, le spectre modal et les amplitudes d'oscillation des modes sont également impactés. Dans un premier temps, la bulle possède un rayon d'équilibre $R_0 = 52.5 \mu\text{m}$. L'analyse modale (figure 2.21(a)) montre que le mode $n = 4$ oscille avec une grande amplitude et permet l'apparition de modes secondaires $n = 2$ et $n = 8$. Le mode sphérique, source des instabilités paramétriques, est également présent. Dans cette situation, la théorie prend en compte 6 interactions modales : les interactions $0 - 2$, $0 - 4$, $2 - 2$, $4 - 4$ et $2 - 4$ à la fréquence f_0 ainsi que la contribution $8 - 8$, à $2f_0$. L'écoulement mesuré expérimentalement est représenté en figure 2.21(d). La prédiction théorique est, elle, donnée en figure 2.21(e). Les deux sont en accord et montrent un champ dominé par un motif en croix. Les lobes en champ proche obtenus avec la théorie ont une très faible extension spatiale, ce qui peut expliquer qu'ils ne soient pas observés expérimentalement.

Suite à une augmentation de la taille de la bulle, l'analyse de son contour indique un

changement drastique de la composition modale par rapport au cas précédent (voir figure 2.21(c)). La bulle s'est éloignée de la taille résonante pour le mode $n = 4$ (indiqué par la ligne en pointillés sur la figure 2.21(b)) et oscille maintenant seulement selon les deux modes $n = 0$ et $n = 4$. Elle possède un rayon au repos $R_0 = 56.5 \mu\text{m}$. Cette configuration est similaire à celle présentée en figure 2.20 : les interactions $0 - 4$ et $4 - 4$, à la fréquence f_0 , participent seules à l'écoulement global. Le champ expérimental associé est donné en figure 2.21(f) et la prédiction en figure 2.21(g). La transition d'un motif en croix à un motif en lobe est bien retrouvée par la théorie. L'interaction $4 - 4$, qui prédominait initialement pour une taille proche de la résonance, laisse place à l'interaction $0 - 4$ et ses 8 lobes confinés autour de l'interface lorsque la bulle grossit.

La diversité des motifs d'écoulement introduite en section 2.3 s'explique donc par un changement de contenu modal si la bulle franchit la taille résonante du mode : l'interaction $n - n$ domine pour des rayons d'équilibre plus faibles que le rayon résonant et l'interaction $0 - m$ domine pour des rayons plus importants. Ce résultat montre que le contrôle des oscillations d'une bulle peut amener à différents motifs d'écoulement, dont les actions pourront être soit à grande échelle lorsque le motif est en croix, soit plus local avec les motifs en lobes. Le choix de la taille de bulle et/ou de la fréquence ultrasonore est démontré ici comme étant un paramètre très sensible pour l'obtention d'un motif désiré.

2.5.3 Comparaison quantitative du modèle et des expériences

La section précédente nous a permis de montrer que la répartition spatiale du champ de vitesse prédite par la théorie correspond bien aux mesures. Dans cette section, nous approfondissons cette analyse en comparant les amplitudes de vitesse.

Les trois cas abordés correspondent à ceux présentés en figures (2.18, 2.19, 2.20). La comparaison est effectuée uniquement selon la direction $\theta = 0$, c'est-à-dire l'axe horizontal des figures mentionnées ci-dessus, direction selon laquelle les vitesses sont les plus importantes, et donc pour laquelle la mesure sera la moins bruitée. Les résultats sont donnés en figure 2.22(a, b, c). Les vitesses expérimentales sont déterminées avec une analyse PTV. On s'assure ainsi que toute la dynamique des vitesses est préservée. On représente la norme de la vitesse Lagrangienne mesurée et le profil théorique associé.

Pour les trois cas, la loi de décroissance est identique entre les mesures et la théorie. Le cas du mode 2, en figure 2.22(a), montre un excellent accord entre la théorie et la mesure expérimentale : les amplitudes de vitesse sont bien retrouvées, à un facteur 1.2 près. De même pour le mode 3 pour lequel on retrouve même le pic de décroissance en champ proche. En revanche, pour le cas du mode 4, la théorie prédit un écoulement surestimé d'un facteur 5, et ce sans influence de la distance par rapport à l'interface de la bulle.

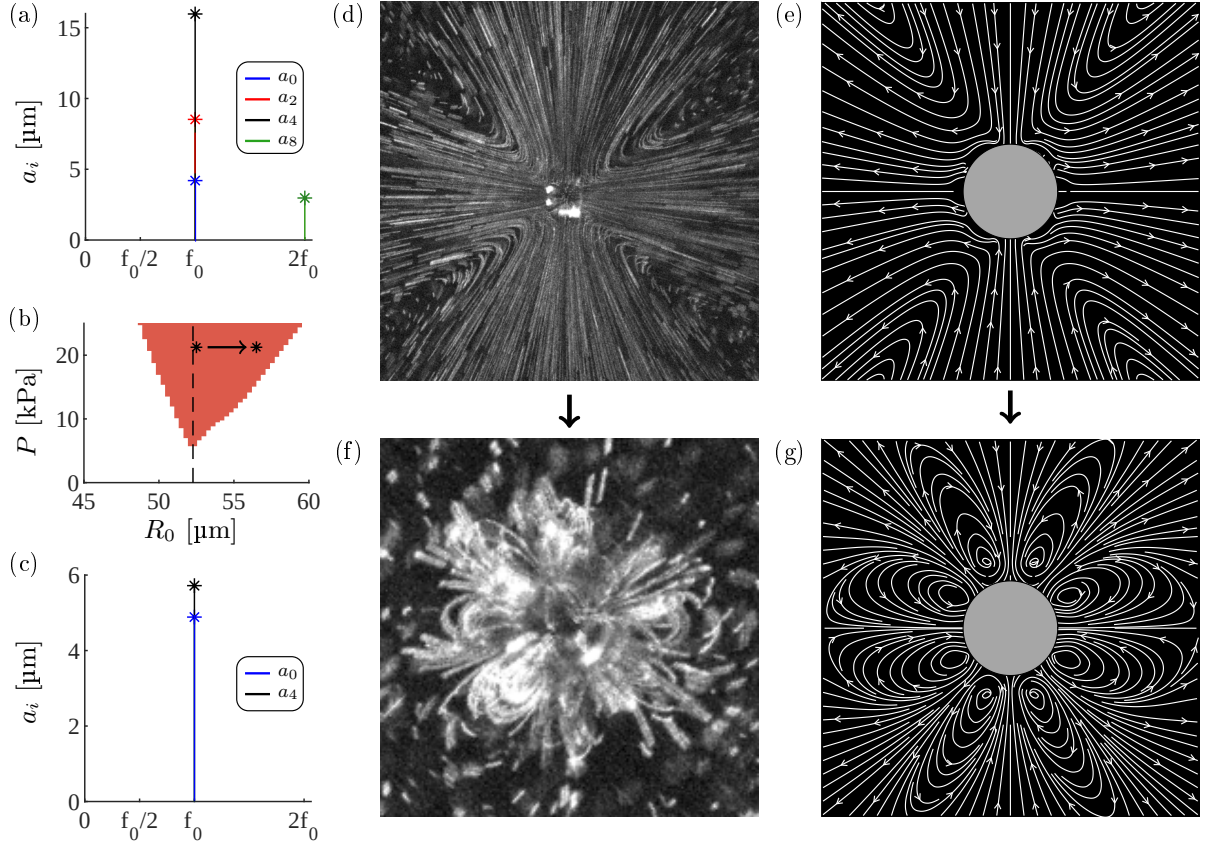


Figure 2.21 – Évolution du motif de *microstreaming* pour une même bulle dont la taille évolue sous l'effet de la diffusion rectifiée. En premier lieu, la bulle est de rayon au repos $R_0 = 52.5 \mu\text{m}$ et oscille selon les modes 0, 2, 4 et 8 (voir (a)). Le motif d'écoulement observé est donné et (b) et celui prédit par la théorie en (c). La seconde mesure montre la même bulle, ici de rayon au repos $R_0 = 56.5 \mu\text{m}$, oscillant selon les modes les modes 0 et 4 (voir (d)). Le motif d'écoulement observé est donné et (e) et celui prédit par la théorie en (f).

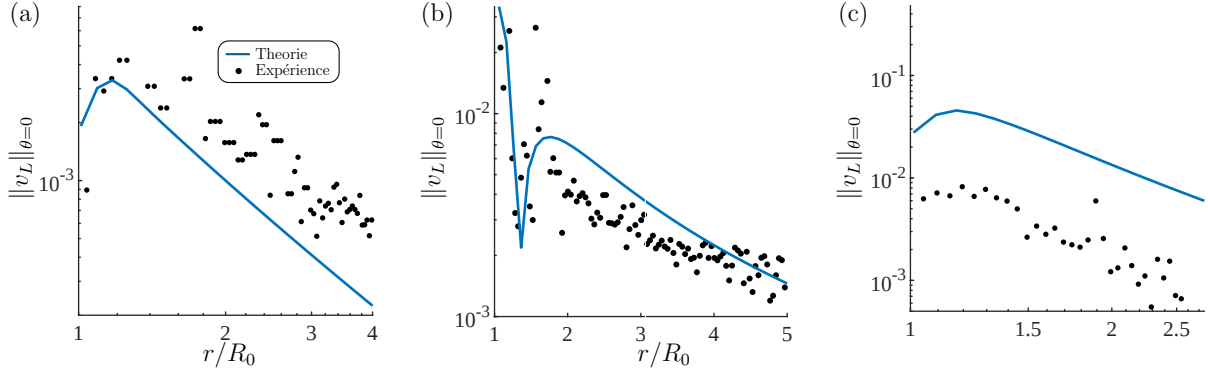


Figure 2.22 – Comparaison quantitative du profil de vitesse dans la direction $\theta = 0$ pour (a, b, c) les trois cas présentés en figures (2.18, 2.19, 2.20), entre les mesures expérimentales (PTV) et les prédictions du modèle.

Nous avons cherché à comprendre la cause de l'écart entre la théorie et la mesure dans le cas du mode 4 en prenant en compte une erreur de l'ordre de 10 % sur les amplitudes d'oscillation des modes et sur la phase relative entre ces modes. Les résultats (non présentés ici) ne montrent pas de changements significatifs sur le profil de vitesse. Alors que pour les modes 2 et 3, c'est l'interaction $n - n$ qui explique l'écoulement, pour le mode 4 c'est l'interaction $0 - 4$ qui permet d'obtenir les 8 lobes observés expérimentalement. Le modèle semble surestimer légèrement les amplitudes de vitesse pour les interactions de type $0 - m$. Les différentes investigations n'ont pas permis à ce jour de trouver la cause de ce problème.

2.6 Conclusions sur la comparaison théorie/expérience du *microstreaming* à une bulle

Deux approches, théorique et expérimentale, ont été comparées dans ce chapitre. L'expérience, qui utilise la technique de coalescence pour le déclenchement des modes, permet d'obtenir des oscillations stables et de mesurer les écoulements associés sur un temps long. Une grande diversité d'écoulement (en lobes ou en croix) peut ainsi être observée, pour des modes de degré $n = 2, 3$ et 4. L'approche théorique utilisée ici a été développée pour tenter de comprendre ce qui régit ces écoulements. Elle prédit une grande diversité de motifs, associés à différentes interactions entre deux modes oscillant à la même fréquence (voir figure 2.15).

Les résultats du modèle sont comparés aussi bien qualitativement (motifs de *microstreaming*), que quantitativement (profils de vitesse) avec les expériences. Un très bon accord est obtenu pour les motifs d'écoulement associés à des modes d'ordre 2, 3 et 4. Le modèle permet même de comprendre la transition d'un motif de *microstreaming* à un autre, suite au changement de la taille d'une même bulle et par modification de son spectre modal (voir figure 2.21). Les amplitudes de vitesse prédites par le modèle diffèrent légèrement dans le cas du mode 4 mais sont en excellent accord pour les modes 2 et 3.

Ces travaux ont permis de valider le modèle de Doinikov *et al.* pour la prédiction d'écoulements induits par des bulles en oscillations modales complexes (plusieurs modes, plusieurs fréquences). La méthode de résolution analytique n'étant pas limitée par les considérations de couche limite, ce modèle peut être utilisé pour estimer les écoulements dans des cas pratiques, par exemple pour des applications thérapeutiques pour lesquelles les bulles sont micrométriques et évoluent dans des fluides plus visqueux que l'eau (sang...). Il serait néanmoins nécessaire pour cela d'étendre les calculs pour pouvoir considérer la condition de non-glissement à l'interface de la bulle, qui serait plus adaptée au cas des agents de contraste ultrasonores.

Les oscillations de bulles libres et les écoulements associés aux modes axisymétriques sont désormais bien identifiés. Dans un contexte réaliste, cette situation de la bulle unique loin de toute paroi n'est en revanche pas adaptée. En effet la plupart du temps, les bulles se retrouvent proches d'une paroi ou d'autres bulles. L'étude d'un couple de bulle apparaît comme la première étape vers la compréhension des phénomènes régissant un ensemble de bulles oscillantes. Dans les trois chapitres qui suivent, les expériences sont étendues à l'étude de couples de bulles. Dans le même esprit que pour le cas de la bulle unique, nous nous intéresserons aussi bien à la dynamique temporelle de l'interface des bulles qu'aux écoulements induits.

Étude de la force d'interaction au sein d'un couple de bulles

Les comportements individuels de bulles oscillantes au sein de nuages de bulles sont difficiles à observer expérimentalement, particulièrement pour des ensembles de bulles très denses. On peut citer par exemple le cas de nuages de cavitation acoustique générés par ultrasons focalisés, situations pour lesquelles un grand nombre de bulles est créé dans un volume infime. Si le nuage de bulles est peu dense, il peut être vu en première approximation comme un ensemble de couples de bulles. La littérature offre différentes études de l'interaction agissant entre deux bulles oscillantes, et la plupart se concentrent sur la force d'interaction réciproque qui les fait s'attirer ou se repousser. C'est ce point que nous allons étudier dans ce chapitre.

Cette force d'interaction a tout d'abord été mise en évidence par Carl Bjerknes [12], dès la fin du XIX^e siècle, qui cherche alors à montrer un parallèle entre acoustique et électromagnétisme. Ces travaux pionniers ont ensuite été prolongés par Blake [13], Kornfeld et Suvorov [80], et Rosenberg [128], afin d'expliquer certaines observations dans le domaine de la cavitation (attraction, coalescence, ...). En 1975, Crum [31] propose une formulation de la force de Bjerknes secondaire dans le cas d'un couple de bulles oscillant en régime linéaire et éloignées ($d \gg 2R_0$). Zabolotskaya [153] a généralisé cette formulation en prenant en compte l'atténuation des oscillations et l'effet de la distance inter-bulles. Il est montré pour la première fois dans cet article qu'une force initialement attractive (si les bulles oscillent en phase) peut s'inverser lorsque la distance se réduit par le déphasage progressif des oscillations. Mettin *et al.* [103] ont proposé quant à eux une approche numérique afin de pouvoir prendre en compte la non-linéarité des oscillations. Cette étude paramétrique numérique considère des amplitudes de pression acoustique élevées ($\hat{P}_{ac} \sim 100$ kPa) et différents couples de bulles micrométriques. Il est montré que l'influence de la non-linéarité des oscillations mène à un accroissement de la force de l'ordre de 10^3 à 10^6 par rapport aux prédictions linéaires. L'influence de la distance inter-bulles sur la direction de la force est également

retrouvée. En 1995, Doinikov et Zavtrak [35] ont montré que la prise en compte des effets de diffusion multiple permet également d'expliquer une inversion du signe de la force d'interaction, lorsque la distance entre les deux bulles se réduit fortement ($d \sim R_0$). Notons que toutes ces approches théoriques se limitent aux oscillations sphériques d'un couple de bulles fixes et ne prennent pas en compte l'influence de la présence de modes de surface.

Différentes configurations expérimentales ont été proposées pour étudier la force d'interaction entre deux bulles. La première fut développée par Crum [31]. Il étudie le rapprochement de bulles millimétriques au sein d'un champ stationnaire basse fréquence (60 Hz) dont l'amplitude est de l'ordre de la pression atmosphérique. Ainsi, même très éloignées de leur résonance, les bulles oscillent fortement. De par le choix de la fréquence, le gradient du champ stationnaire est très faible, ce qui réduit l'influence de la force de Bjerknes primaire. La force d'interaction, déduite directement du mouvement d'attraction des bulles, est en très bon accord avec la théorie. Cette étude est reprise par Jiao [71], pour des bulles micrométriques et des fréquences de l'ordre de la dizaine de kilo-Hertz. Pour ces situations, le mouvement d'attraction résulte en une coalescence des deux bulles, ce qui peut avoir d'autres intérêts, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent.

Récemment, d'autres méthodes de mesure ont été développées. Les bulles ne sont plus piégées dans un champ stationnaire mais soumises à une onde propagative. Dans l'expérience de Yoshida *et al.* [152], une bulle attachée à une paroi oscille radialement sous l'effet d'une onde progressive à 27 kHz. Une seconde bulle est créée, puis remonte sous l'effet de la force de flottabilité. Lorsque cette bulle rentre dans le champ d'action de la première bulle, sa trajectoire est modifiée. La force d'interaction est déduite de la trajectoire de la bulle libre. Les résultats mettent en évidence une position de stabilité du couple (la bulle libre est piégée proche de la bulle maintenue sur la paroi), qui n'est pas prédite par la théorie linéaire classique. Lanoy *et al.* [86] ont repris le principe de cette mesure en utilisant un fluide à seuil (en anglais *yield-stress fluid*) pour fixer une des deux bulles. Cela permet d'en assurer sa stabilité spatiale ainsi que sa sphéricité. Une seconde bulle, évoluant elle dans l'eau, se déplace sous l'influence des forces d'interaction et de flottabilité. Cette expérience a permis d'identifier des effets de diffusion multiple sur l'amplitude de la force d'interaction, lorsque la distance inter-bulles décroît. Garbin *et al.* [55] utilisent des pinces optiques pour piéger les bulles (agents de contraste) loin de toute paroi. Elles sont ensuite relâchées au moment de l'excitation afin de pouvoir étudier leur mouvement d'approche. Les oscillations sont mesurées sur le temps court d'approche des deux bulles. Ces résultats montrent l'influence de la force de Basset (aussi appelée force de mémoire).

Les travaux présentés dans ce chapitre visent à compléter ces études. Nous montrerons qu'il est possible de mesurer la force d'interaction avec une grande précision, pour deux bulles fixes maintenues loin de toute paroi, en utilisant un montage expérimental bi-fréquentiel. Les bulles sont alors purement sphériques (pas d'influence du déplacement) et les oscillations sont

mesurées sur un temps long, qui ne dépend pas du mouvement d'attraction. Dans un premier temps, cette expérience sera présentée. Le protocole utilisé lors des expériences est détaillé ainsi que les méthodes de calibration associées. Puis, nous présenterons les résultats obtenus, qui ont fait l'objet d'une publication dans Phys. Rev. E [Pers7]. La théorie linéaire développée par Crum est comparée à ces mesures dans le cas d'oscillations sphériques pour des bulles séparées d'une distance équivalente à plusieurs fois leur rayon d'équilibre. L'influence sur cette force de la présence de modes de surface est ensuite démontrée. Pour finir, nous présenterons une situation pour laquelle la force d'interaction s'inverse et permet aux deux bulles de se stabiliser à une très faible distance de séparation. Ce dernier résultat met en évidence l'importance des effets de diffusion multiple prédits par Doinikov et Zavtrak [35].

3.1 Mesures de la force d'interaction

3.1.1 Le dispositif expérimental

La création des bulles

Le dispositif utilisé ici ressemble au premier abord à celui présenté dans le chapitre précédent. Une représentation schématique est donnée en figure 3.1(a). Une cuve transparente, de 8 cm de côté, est remplie d'eau filtrée non-dégazée (Carlo Erba®, Water for analysis). La technique de nucléation laser ne permet pas de créer et de piéger deux bulles suffisamment proches de manière répétable et contrôlée. Pour cette nouvelle expérience, la création des bulles est effectuée en envoyant de l'air sous pression dans un capillaire (TSP020375) de 20 ou 30 μm de diamètre intérieur. La mise sous pression de l'air est obtenue à l'aide d'un compresseur (Newport, ACWS), relié à une interface (Elveflow, OB1 MK3) qui permet de contrôler précisément la pression en entrée du capillaire. Cette pression peut être ajustée sur une plage allant de 0 à 100 kPa.

La taille des bulles créées est directement corrélée à la pression en entrée du capillaire. Pour obtenir des bulles d'un rayon compris entre 70 et 170 μm (autour du rayon résonant $R_{res} \sim 100 \mu\text{m}$ à $f \sim 30 \text{ kHz}$), la pression est fixée autour de 50 kPa. Les bulles sont créées une par une, donnant naissance à un train, et remontent sous l'effet de la flottabilité. Leur taille au sein d'un même train est homogène. La distance de séparation lors de la création dépend également de la pression d'entrée, de telle sorte que plus la pression est importante, plus la distance entre deux bulles successives est élevée.

Piégeage du train de bulles

Un transducteur ultrasonore (Sofranel IDMF018, fréquence nominale 1 MHz, 32 mm de diamètre) est utilisé pour générer un champ stationnaire permettant de piéger le train de bulles. Ce transducteur est légèrement immergé dans l'eau, en haut de la cuve. Les bulles

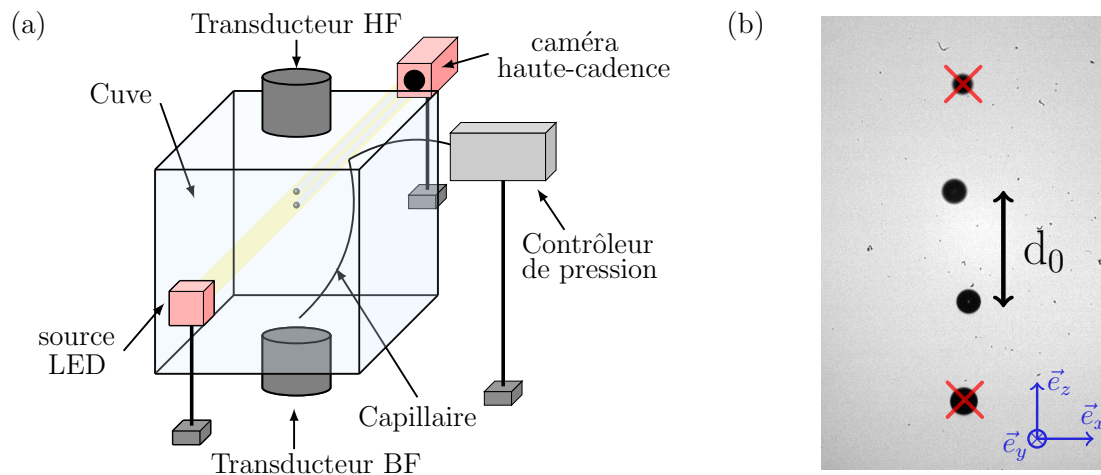


Figure 3.1 – (a) Montage expérimental utilisé pour la mesure de la force d'interaction agissant sur deux bulles oscillantes. Les bulles sont créées une à une, dans une cuve de 8 cm de côté, par injection d'air comprimé dans un capillaire de 20 à 30 μm de diamètre intérieur. Lorsqu'un train de bulles est obtenu, il est piégé dans un champ stationnaire mis en place à l'aide d'un transducteur ultrasonore à 1 MHz, comme montré en (b). La distance initiale qui sépare deux bulles peut être au minimum la distance entre deux nœuds successifs du champ, soit environ 750 μm . Seules deux bulles situées sur deux nœuds successifs sont gardées, puis soumises à un champ ultrasonore continu basse fréquence (31.9 kHz), par l'action d'un transducteur apposé sous la cuve. La position et la dynamique temporelle des oscillations du couple sont observées avec un caméra à haute cadence (Vision Research, V12.1), dont la fréquence d'acquisition est fixée à 130 kfps.

observées sont très grandes devant la taille résonante à 1 MHz, qui est d'environ 3 μm . Elles sont donc piégées, d'après la théorie sur la force de Bjerknes primaire [90], sur des nœuds de pression du champ stationnaire et n'oscillent pas à cette fréquence. Plus précisément, elles se stabilisent à des positions dans ce champ pour lesquelles la somme des forces qui s'exercent sur elles (c'est à dire la force de flottabilité et la force de piégeage) s'annule (voir plus loin la figure 3.2(a)). Lors du piégeage, il est possible que deux bulles proches coalescent, ce qui explique la diversité de taille des bulles présentées par la suite. Un exemple de train de bulles piégées dans le champ haute fréquence (HF par la suite) est montré en figure 3.1(b).

Le piégeage du train de bulles selon un ligne verticale permet de supposer un champ HF quasi plan. En réalité, il arrive parfois qu'une bulle se déplace dans un plan nodal (le plan (x, y) en figure 3.1(b)) pour se piéger à une autre position. La répartition de la pression acoustique dans ce plan n'est donc pas uniforme et les bulles se stabilisent autour d'un minimum local sur chacun de ces plans. Le champ de piégeage sera considéré comme un champ d'ondes planes même s'il est tridimensionnel (le rapport entre les dimensions caractéristiques de la cuve sur une longueur d'onde HF est de $L/\lambda_{\text{HF}} \sim 50$). Deux bulles successives sont à minima séparées d'une demi-longueur d'onde, soit environ 750 μm . Pour la mesure, seul un couple de bulles séparées de cette distance minimale est conservé, en supprimant manuellement, à l'aide d'un capillaire plongé dans la cuve, les bulles avoisinantes

pour éviter des interactions parasites avec le couple choisi.

Excitation basse fréquence

La mise en place des oscillations est obtenue à l'aide d'un transducteur ultrasonore basse fréquence (BF) de type Langevin (Sinaptec, fréquence nominale 31 kHz), alimenté par un générateur dont la fréquence est ajustée à 31.9 kHz. Ce transducteur est situé en-dessous de la cuve. Le champ basse fréquence n'entraîne pas de déplacement du couple de bulles vers une autre position d'équilibre au sein de la cuve. Cela signifie que la force de radiation primaire due à ce champ reste faible devant celle du champ de piégeage. Pour la suite, on considèrera ce champ comme un champ d'ondes propagatives impactant le couple de bulles. La position et la dynamique temporelle des oscillations du couple sont observées avec une caméra à haute-cadence (Vision Research, V12.1). La taille de l'image est de 128×256 pixels, ce qui limite la fréquence d'acquisition à 130 kfps. Un éclairage LED est apposée dans ce même axe optique afin de pouvoir observer les bulles par imagerie en transmission.

3.1.2 Principe de la mesure de la force d'interaction

Les bulles sont initialement piégées au dessus des nœuds de pression du champ, comme illustré en figure 3.2(a). À cette position $z_{0,i}$, la flottabilité ($\vec{B}_i$) et la force de Bjerknes primaire ($\vec{F}_{B1,i}$) s'équilibrent,

$$\vec{F}_{B1,i}(z_{0,i}) + \vec{B}_i = \vec{0}, \quad (3.1)$$

où l'indice i vaut 1 ou 2 en fonction de la bulle étudiée. La force de flottabilité s'exprime théoriquement comme

$$\vec{B}_i = (\rho_f - \rho_g) V_i g \vec{e}_z, \quad (3.2)$$

où ρ_f la masse volumique du fluide, ρ_g la masse volumique de la bulle (donc du gaz qu'elle contient), V_i le volume de la bulle i , g la constante de pesanteur et $\vec{z}$ la direction verticale ascendante. La mesure du rayon d'équilibre de la bulle suffit donc à la déterminer. La force de Bjerknes primaire, introduite dans la section 1.2.3, s'exprime elle comme

$$\vec{F}_{B1}(z) = \beta(R_0, f_{\text{HF}}, P_{\text{HF}}) \sin\left(4\pi \frac{z}{\lambda_{\text{HF}}}\right) \vec{e}_z, \quad (3.3)$$

où P_{HF} représente l'amplitude du champ à la fréquence f_{HF} et λ_{HF} est la longueur d'onde à cette fréquence. Le paramètre β est associé à l'amplitude de la force et varie en fonction de l'amplitude de pression du champ et du rayon de la bulle au repos. Cette force est également connue, suite à une étape de calibration détaillée par la suite.

L'excitation basse fréquence déclenche les oscillations des bulles et la force d'interaction

mutuelle ($\vec{F}_{B_2,i}$) se met en place. L'expérience ne permet pas de mesurer la situation pour laquelle cette force est répulsive, car elles sont alors systématiquement éjectées sur d'autres positions d'équilibres du plan de piégeage, en dehors du champ d'observation. On ne discutera ici que des cas où la force est attractive. Sous l'effet de cette force, les bulles se stabilisent à des nouvelles positions d'équilibre z_i dans le champ de piégeage. Cette configuration est illustrée en figure 3.2(b). Le bilan des forces projetées dans la direction z à ces nouvelles positions s'écrit alors

$$\vec{F}_{B_1,i}(z_i) + \vec{B}_i + \vec{F}_{B_2,i} = \vec{0}. \quad (3.4)$$

Comme $\vec{B}_i$ et $\vec{F}_{B_1,i}$ sont connues en tout point du champ, on peut déduire simplement de l'équation 3.4 la force nécessaire $\vec{F}_{B_2,i}$ pour que les bulles se maintiennent à leurs nouvelles positions d'équilibre. On mesure ainsi, et de manière indépendante sur chaque bulle, la force d'interaction qu'elles subissent, qui, théoriquement doit être identique par principe d'action/réaction.

La force de piégeage (équation(3.3)) est maximale dans le champ pour $z_i = k \lambda_{\text{HF}}/2 \pm \lambda_{\text{HF}}/8$, avec $k \in \mathbb{N}$. Si une bulle dépasse ce point critique, elle sera irrémédiablement attirée vers le nœud sur lequel l'autre bulle est piégée. Cela mène de manière générale à la coalescence des deux bulles, mais également à d'autres situations, plus intrigantes, que nous aborderons à la fin de ce chapitre.

Le dispositif expérimental permet également de mesurer les oscillations de chaque bulle, qui restent généralement linéaires et de faible amplitude. Sous ces hypothèses, et comme discuté dans la section 1.4.1, la force d'interaction réciproque vue par les deux bulles est alors définie par [31]

$$\vec{F}_{B_2,i} = 2\pi\rho_f\omega_{\text{BF}} \frac{R_{0,1}^2 a_{0,1} R_{0,2}^2 a_{0,2}}{d^2} \cos(\Delta_\phi) \vec{u}_{r,i}, \quad (3.5)$$

avec d la distance entre les deux bulles et Δ_ϕ le déphasage entre leurs oscillations. $\vec{u}_{r,i}$ est le vecteur unitaire colinéaire à la direction qui joint les deux centres des bulles et orienté de la bulle i vers l'autre bulle. Le modèle utilisé ici ne prend pas en compte l'atténuation, ce qui implique que le déphasage Δ_ϕ ne peut prendre que deux valeurs : 0 si les bulles oscillent en phase et s'attirent ou π si elle sont en opposition de phase et se repoussent. La force d'attraction peut donc également être prédite théoriquement, et indépendamment de la méthode du bilan des forces, en injectant dans l'équation 3.5 les données mesurées (amplitudes d'oscillations, rayons au repos et distance de séparation des bulles).

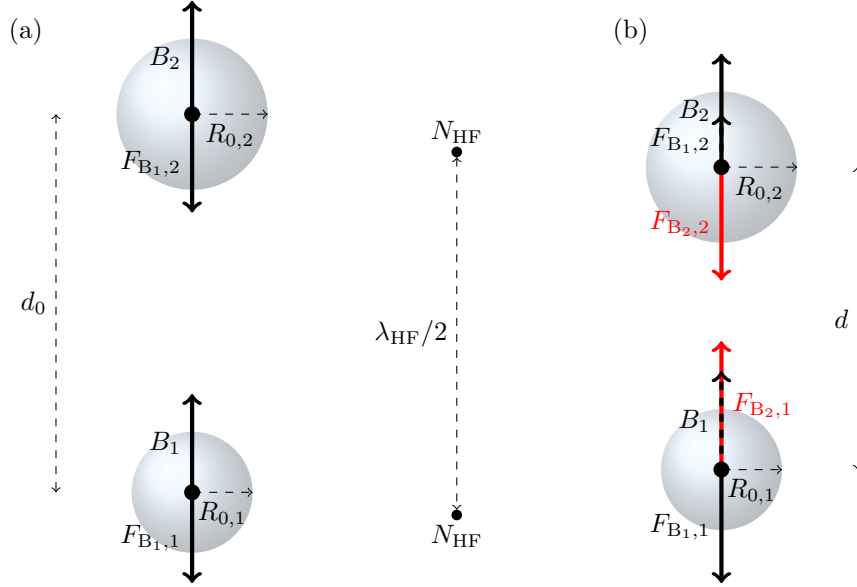


Figure 3.2 – Représentation schématique des forces agissant sur les bulles. (a) Les bulles n’oscillent pas et sont simplement piégées au-dessus des nœuds (N_{HF}) de pression du champ haute fréquence. A cette position d’équilibre, la force de flottabilité $\vec{B}_i$ est inversement proportionnelle à la force de Bjerknes primaire $F_{B1,i}$ et les bulles sont séparées d’une distance d_0 . (b) La force d’interaction $\vec{F}_{B2,i}$ s’ajoute au bilan si les bulles oscillent. Elles se stabilisent à des nouvelles positions d’équilibre pour lesquelles la résultante des forces s’appliquant sur chacune d’entre elles est nulle.

3.1.3 Protocole de mesure et calibration

La mesure de la force

Le déroulement d’une série de mesures est illustré dans cette section au travers d’un exemple, donné en figure 3.3. Un couple de bulles est initialement piégé, sans excitation basse fréquence. Les deux bulles ne sont pas alignées verticalement (voir figure 3.3(a)) ce qui confirme la non-uniformité de la pression acoustique au sein des plans de piégeage. L’amplitude du champ basse fréquence est ensuite augmentée pas à pas, et ce afin d’assurer la stabilité en position des bulles entre chaque enregistrement. La mise en place des oscillations permet un alignement progressif (l’alignement final est indiqué par la ligne verticale en pointillé), du fait de l’action radiale de la force d’interaction. Cet alignement rapide, en comparaison avec le rapprochement dans la direction verticale, démontre que la composante de la force de piégeage dans la direction horizontale est négligeable devant la composante verticale.

L’évolution de la distance qui sépare les deux bulles en fonction de la pression d’excitation est montrée en figure 3.3(b). Les points rouges correspondent aux instantanés présentés en figure 3.3(a). Les oscillations des bulles sont détectées sous Matlab et montrées en figure 3.3(c), pour la situation où elles sont le plus proches, et donc soumises à l’excitation extérieure la plus importante de la série. Les oscillations sont recalées sur deux périodes acoustiques et sont linéaires. Elles sont donc interpolées avec une fonction sinusoïdale (lignes

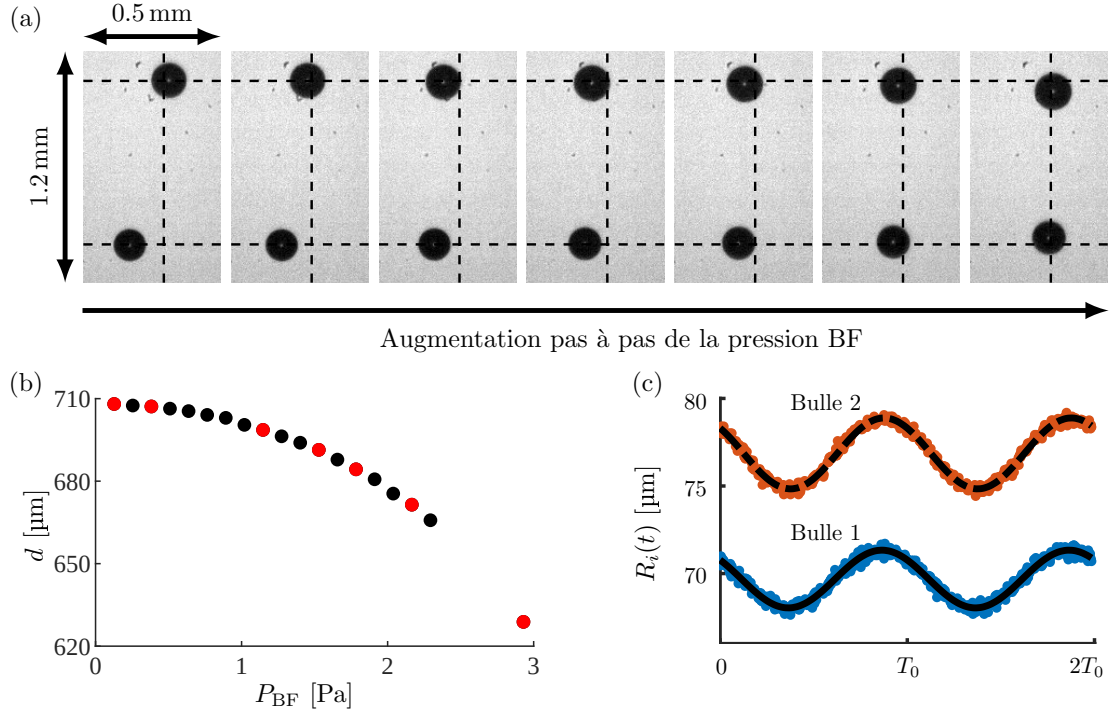


Figure 3.3 – Illustration d’une série de mesures de la force d’attraction agissant sur deux bulles oscillantes. (a) Série d’instantanés des enregistrements d’oscillations pour différentes valeurs de la pression basse fréquence. Les deux bulles s’alignent verticalement et se rapprochent horizontalement quand la pression augmente. (b) Distance inter-bulles en fonction de la pression basse fréquence vue par les bulles. Les points rouges correspondent aux situations des instantanés montrés en (a). (c) Dynamique des oscillations radiales des deux bulles dans la situation pour laquelle elles sont le plus proches. Les oscillations sont en phase, ce qui correspond bien à la situation pour laquelle elles s’attirent.

noires). Les deux bulles oscillent en phase, ce qui explique leur attraction mutuelle.

Calibration du champ de piégeage

Cette étape de calibration permet de déterminer l’amplitude du champ HF et son évolution spatiale dans la direction z . D’un point de vue chronologique, elle se déroule avant la mesure de la force d’interaction et donc avant l’ajout du champ BF. Dans un premier temps les deux bulles sont piégées pour une tension d’alimentation du transducteur ultrasonore donnée. En augmentant cette tension pas à pas, la flottabilité étant constante, la force totale vue par la bulle est peu à peu dominée par la force de piégeage. Un exemple de ce comportement est donné en figure 3.4(a). Chaque bulle converge alors vers le nœud autour duquel elle est piégée, et les positions successives mesurées suivent une loi exponentielle décroissante en z . Les nœuds de pression sur lesquels les deux bulles sont piégées correspondent aux points de convergence des fonctions exponentielles. La longueur d’onde expérimentale du champ est définie par la distance séparant les deux points de convergence. L’ensemble des données expérimentales fournissent des longueurs d’ondes dans la gamme $\lambda_{exp} \in [710 - 760] \mu\text{m}$, proches

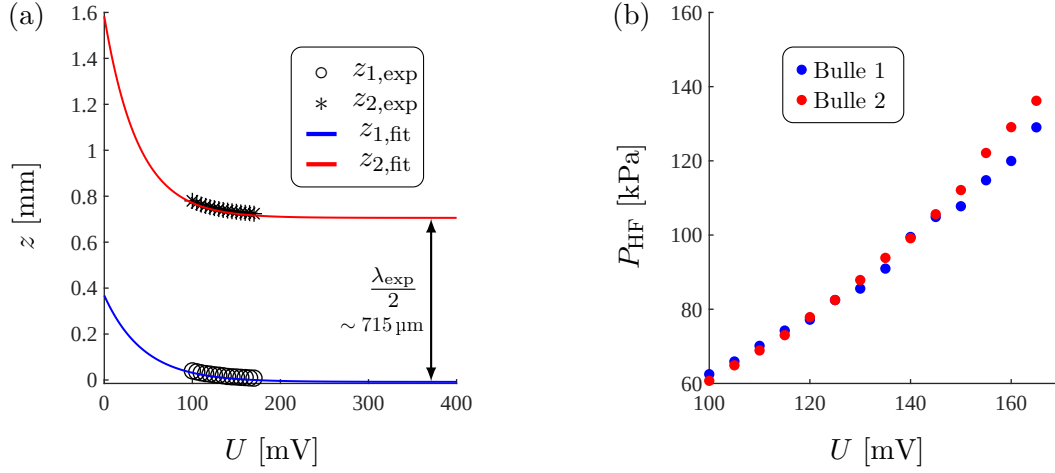


Figure 3.4 – Caractérisation du champ de piégeage. (a) En augmentant pas à pas la tension appliquée au transducteur 1 MHz, la force de piégeage augmente également et les bulles convergent vers la position théorique du minimum de pression. L'évolution de cette position est montrée pour la bulle 1 (cercles) et pour la bulle 2 (étoiles) en fonction de la tension appliquée. La décroissance exponentielle (courbe bleue pour la bulle 1 et courbe rouge pour la bulle 2) est déterminée numériquement. La distance entre les deux nœuds correspond aux positions de convergence des courbes exponentielles. (b) En utilisant dans l'équation 3.3 la valeur expérimentale de λ_{HF} , et en prenant en compte la force de flottabilité, la pression associée à chaque tension est retrouvée.

de la valeur théorique d'un champ stationnaire résonant à 1 MHz dans l'eau : $\lambda_{th} = 750 \mu m$.

En injectant cette longueur d'onde dans la formule donnée en équation 3.3, on détermine ensuite l'amplitude de pression nécessaire pour contrebalancer la force de flottabilité pour chaque position prise par les bulles. On obtient alors une relation entre la tension appliquée par le générateur et l'amplitude de pression du champ de piégeage. Un exemple est donné en figure 3.4(b). Ces mesures sont, pour chacune des bulles, similaires et le résultat retenu est la moyenne des deux valeurs. L'amplitude du champ de piégeage reste toujours de l'ordre de 50 à 100 kPa. Pour des amplitudes plus importantes, c'est-à-dire supérieures à la pression atmosphérique, le phénomène de cavitation inertielle est systématiquement observé et parasite la mesure.

Calibration du champ d'excitation

La calibration du champ d'excitation est effectuée après la mesure de la force d'interaction. Une des deux bulles du couple est maintenue dans le champ et ses oscillations sont mesurées pour différentes valeurs de tensions appliquées au transducteur basse fréquence. Cela permet de s'assurer que la calibration et la mesure de la force ont été effectuées à la même position au sein de la cuve. Au vu de la linéarité des oscillations (voir figure 3.5(a)) et de leur faible amplitude (de l'ordre de $\epsilon = \frac{R_{max} - R_0}{R_0} \leq 4\%$), une régression par une fonction sinusoïdale est appliquée. L'équation $a_0(t) = -\frac{P_{ac}(t)}{\rho R_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}$ (voir équation 1.6), permet alors de relier

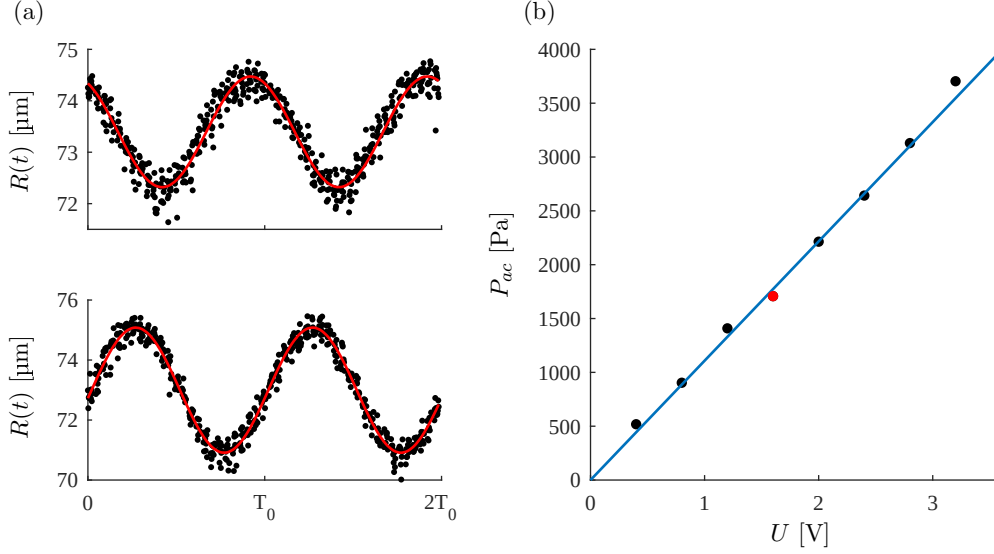


Figure 3.5 – Exemple de relation tension/pression obtenue pour une bulle unique. (a) Oscillations recalées sur deux périodes acoustiques pour deux tensions $U = [1.6, 3.6]$ V, correspondant au marqueurs rouge en (b). Les oscillations sont linéaires et de faible amplitude ($\epsilon = \frac{R_{max} - R_0}{R_0} \leq 4\%$) (b). Pour chaque tension appliquée, l'amplitude d'oscillation de la bulle est reliée à l'amplitude de pression à l'aide de l'équation 1.6. Ces résultats sont indiqués par les points sur la courbe. Une régression linéaire est appliquée pour déterminer la relation $\hat{P}_{ac}(U)$

les amplitudes d'oscillations mesurées aux amplitudes de pression acoustique. Un exemple du type de relation tension/pression obtenue est montré en figure 3.5(b). Cette relation est utilisée en post-traitement pour déterminer la pression extérieure appliquée aux bulles lors de la mesure de la force.

3.1.4 Couples de bulles en oscillations sphériques

Pour chaque série expérimentale issue d'un couple de bulles donné, la calibration des champs HF et BF est effectuée. La force de radiation secondaire obtenue par le bilan des forces (équation(3.4)) est alors comparée à la prédiction théorique du modèle de Crum (équation(3.5)).

Exemple pour un couple $(R_{0,1}, R_{0,2})$ donné

La figure 3.6(a) présente la mesure de la force de Bjerknes secondaire sur un couple de rayon d'équilibre $R_{0,1} = 97 \mu\text{m}$ et $R_{0,2} = 78 \mu\text{m}$. La force augmente (de droite à gauche) lorsque la pression basse fréquence appliquée augmente. Il en résulte une décroissance de la distance inter-bulles, initialement $d_0 = 690 \mu\text{m}$ lorsque les bulles sont au repos, jusqu'à $d \sim 620 \mu\text{m}$. La distance d'équilibre initiale d_0 diffère de la demi-longueur d'onde mesurée $\lambda/2 \sim 750 \mu\text{m}$ par les effets de flottabilité.

Les forces, calculées indépendamment pour chaque bulle avec le bilan des forces, sont indiquées par les croix (+) pour la bulle 1 et par les étoiles (*) pour la bulle 2. Comme attendu

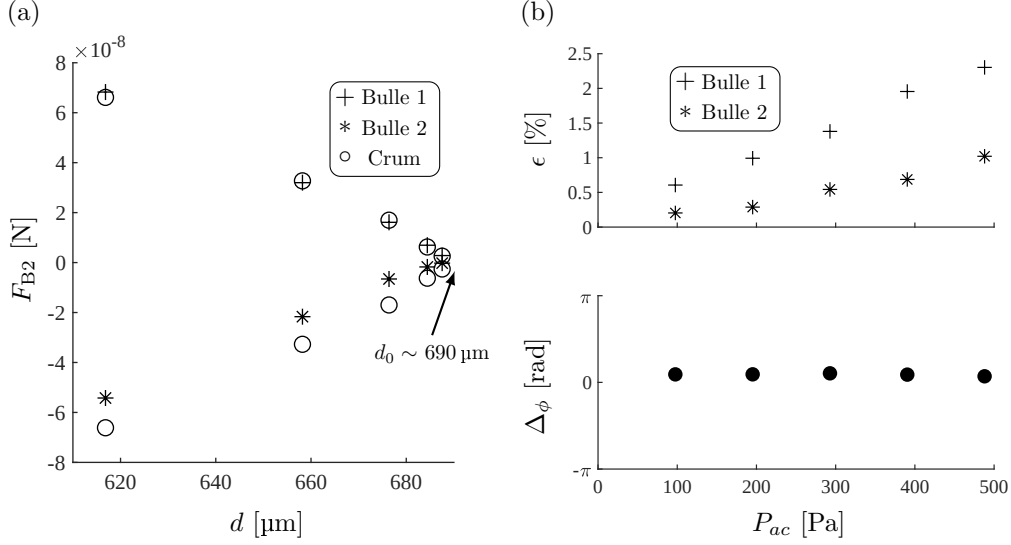


Figure 3.6 – Mesure de la force de Bjerknes secondaire agissant sur un couple de bulles oscillantes de rayons au repos $R_{0,1} = 89 \mu\text{m}$ et $R_{0,2} = 101 \mu\text{m}$. (a) Les symboles + et * indiquent les forces mesurées avec la méthode du bilan des forces pour respectivement la bulle 1 et la bulle 2. Les cercles donnent la force prédite par la formule développée par Crum [31], donnée en équation 3.5. (b) Haut : évolution du paramètre $\epsilon = \frac{R_{max} - R_0}{R_0}$ pour chaque bulle en fonction de la pression appliquée. Bas : déphasage entre les oscillations radiales du couple de bulles.

d’après l’équation 3.5, les forces sont de directions opposées et d’amplitudes similaires. La bulle 1 subit une force orientée vers les z positifs, et la bulle 2 une force orientée vers les z négatifs. L’amplitude de la force varie dans la gamme $[0 - 70] \text{nN}$, ce qui est en accord avec les différentes mesures de la littérature considérant des fréquences et des bulles de tailles similaires [72, 86], qui mentionnent des forces de l’ordre de la dizaine de nanonewton.

Pour chaque amplitude de pression appliquée, la quantification des oscillations radiales de chaque bulle permet d’implémenter l’équation 3.5. On vérifie bien ici, avec l’appui de la figure 3.6(b), que les conditions d’oscillations linéaires, en phase, sont bien respectées. En effet, la déviation par rapport au rayon d’équilibre $\epsilon = \frac{R_{max} - R_0}{R_0}$ n’excède pas 3 % et le déphasage entre les deux oscillations est très proche de 0. La force calculée avec ce modèle linéaire (o) présente un très bon accord avec les mesures par le bilan des forces. Comme cette force d’attraction est réciproque, la valeur théorique s’applique, au signe près, pour les deux bulles.

Généralisation à différents couples ($R_{0,1}$, $R_{0,2}$)

La mesure de la force d’interaction a été généralisée à de nombreux cas, qui sont repérés dans la cartographie ($R_{0,1}$, $R_{0,2}$) en figure 3.7(a). 10 séries de mesures sont étudiées. Une d’entre elles fera l’objet d’une étude séparée, du fait de la présence d’un mode de surface. Pour chaque couple de bulles, l’amplitude de pression du champ de piégeage, la distance initiale et les rayons au repos des bulles varient. Pour représenter l’intégralité des résultats expéri-

mentaux en tenant compte de cette variabilité, une relation entre la force d'interaction $F_{B,2}$, la pression HF, le rayon d'équilibre des bulles et la distance inter-bulles a été établie comme suit. D'après la formule générale de la force de Bjerknes primaire, donnée par l'équation 3.3, le terme β , qui définit l'amplitude de la force, dépend au carré de l'amplitude de piégeage et est inversement proportionnel au premier ordre au rayon de la bulle. Les forces mesurées sont alors normalisées par un facteur $\alpha = \frac{P_{HF}^2}{R_m}$, avec le rayon moyen du couple de bulles $R_m = \frac{R_{0,1}+R_{0,2}}{2}$. Pour une représentation homogène, cette force normalisée est représentée en fonction du ratio d/d_0 , entre la distance qui sépare les deux bulles et leur écart initial. Chaque point de la figure 3.7(b) correspond à la moyenne de la norme des forces mesurées par la méthode du bilan des forces. Les résultats obtenus par la théorie de Crum ne sont tracés que pour une série de mesures pour plus de clarté. Les autres prédictions théoriques s'alignent avec les données expérimentales.

Les forces mesurées ont des amplitudes qui varient du nanonewton à la centaine de nano-Newton. Les résultats indiquent que les prédictions par le modèle linéarisé introduit par Crum sont valides pour des distances de séparation des deux bulles allant de 3.5 à 8 fois le rayon moyen du couple de bulle. Toutes les séries de mesures suivent la même tendance en d/d_0 . Les résultats présentés ici montrent que les mesures sont fiables et reproductibles et valident la technique de mesure par le bilan des forces.

Ce nouveau dispositif expérimental a permis de mesurer avec précision la force d'interaction pour deux bulles libres en oscillations radiales. Cette configuration permet d'assurer la sphéricité des bulles et s'affranchit de l'influence des forces visqueuses agissant sur une bulle en mouvement. Cette configuration permet une comparaison plus fidèle avec les différentes approches théoriques. En revanche, les amplitudes critiques du champ de piégeage ($P_{HF} < 100$ kPa), limitent la gamme de force d'interaction mesurée. Les oscillations radiales non-linéaires de grande amplitude ne peuvent pas être étudiées, car elles mènent à la coalescence des bulles. De plus, la distance inter-bulles reste trop importante pour pouvoir mettre en évidence des effets de diffusion multiple. L'utilisation d'un champ à plus haute fréquence, ce qui réduirait l'écart entre deux positions de piégeage successives, n'est pas envisageable au vu des dimensions de la cuve. Une amélioration du dispositif pourrait être l'utilisation d'une cuve plus étroite, afin d'obtenir une meilleure homogénéité du champ de piégeage et de permettre l'utilisation d'une fréquence plus élevée. Notons tout de même que cette cuve devra être d'une hauteur de plusieurs centimètres pour permettre l'établissement d'un train de bulles.

3.1.5 Couple de bulles en oscillations non-sphériques

Nous venons de montrer que le dispositif ne permet pas d'observer des amplitudes d'oscillations trop importantes, sous peine de coalescence des bulles. En revanche, cela n'empêche pas, comme nous allons le voir par la suite, l'apparition d'instabilités non-sphériques puisqu'il

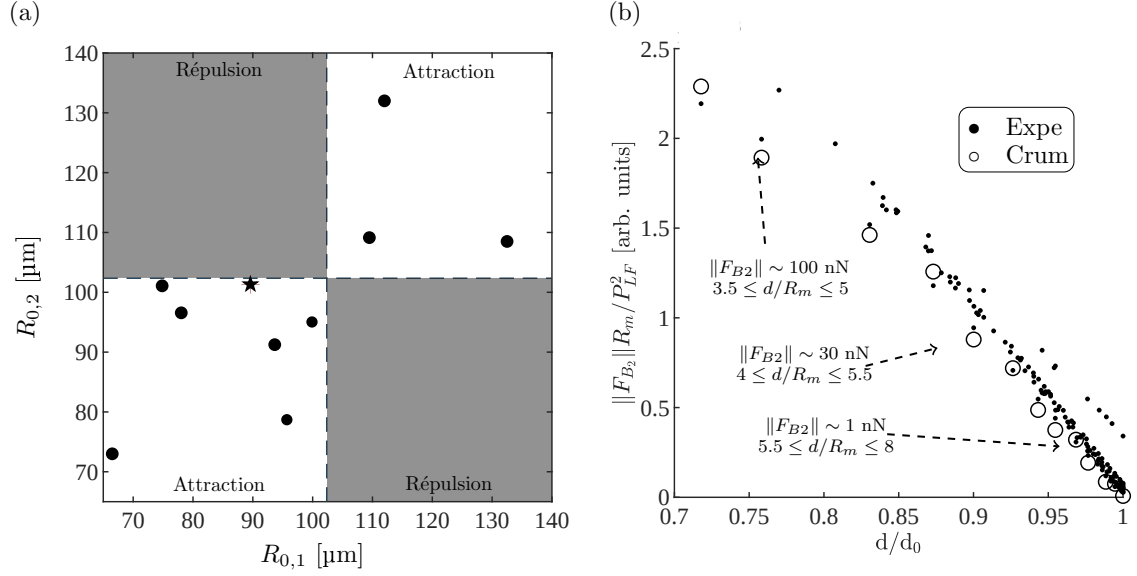


Figure 3.7 – Résultats de la mesure de la force de Bjerknes pour 10 séries. (a) Rayons au repos des différents couples de bulles étudiés. Le marqueur en étoile indique qu’une des deux bulles oscille selon un mode de surface de degré $n = 5$. (b) Représentation normalisée des différentes mesures de la force de Bjerknes secondaire. Les points noirs représentent les mesures expérimentales (ici un point correspond à la moyenne de la force vue par les deux bulles dans la situation donnée) et les cercles la prédiction avec la théorie de Crum [31] pour une seule série de mesures.

suffit dans ce cas de dépasser un seuil de pression, qui peut être bas si la bulle est d’une taille proche de sa résonance volumique. Nous démontrons dans cette section l’influence sur la force d’interaction de ces modes de surface.

Cas de deux bulles stables

L’influence des oscillations non-sphériques est mise en évidence dans le cas d’un couple de bulles pour lequel une des deux est excitée paramétriquement selon un mode d’ordre $n = 5$. Ce couple de bulles ($R_{0,1} = 101 \mu\text{m}$ et $R_{0,2} = 89 \mu\text{m}$) est indiqué par le marqueur $\star$ sur la figure 3.7(a). La bulle 1 est d’une taille proche de la résonance BF, ce qui permet un déclenchement d’oscillations non-sphériques pour des faibles amplitudes de pression. La série est séparée en deux phases, comme illustré en figure 3.8. Dans un premier temps, les deux bulles oscillent en phase tout en gardant une forme sphérique. Elles s’attirent et se rapprochent dans le champ de piégeage. Pour une pression acoustique $P_{ext} \sim 500 \text{ Pa}$, un mode d’ordre $n = 5$ est déclenché au niveau de l’interface de la bulle 1. Cette pression est insuffisante pour permettre l’apparition d’un mode sur la bulle 2, compte tenu de sa taille (le seuil du mode 4 correspondant à cette taille de bulle est $P_{ext} \sim 2.5 \text{ kPa}$). L’analyse de la dynamique non-sphérique de la bulle 1 révèle un contenu modal avec un mode 5 prédominant, d’amplitude $a_5 = 5 \mu\text{m}$.

Les résultats de la mesure, avec la méthode du bilan des forces, sont donnés en figure 3.9(a). Dès le déclenchement du mode ($d < 745 \mu\text{m}$), la force qui s’applique sur la bulle

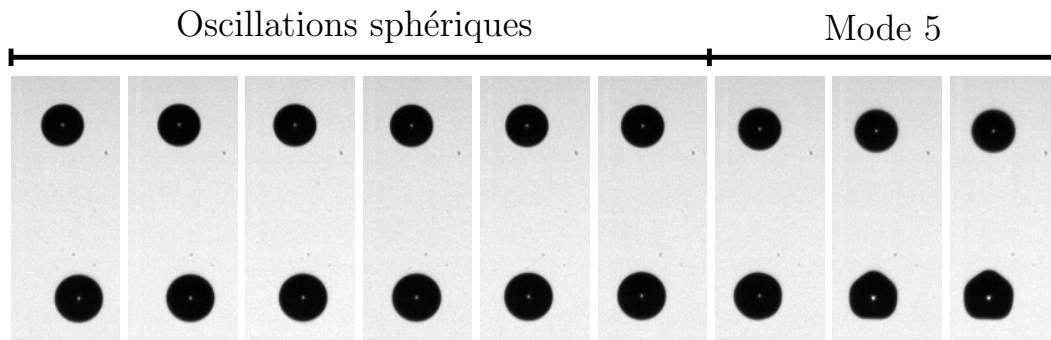


Figure 3.8 – Évolution d’un couple de bulles en oscillations radiales puis non-sphériques. Le mode 5 sur la bulle du bas est déclenché pour une pression $P_{ext} \sim 500$ Pa.

non-sphérique dévie de la tendance d’évolution de la force d’attraction initiale. La mesure indique que cette bulle subit une force d’amplitude constante. Elle reste donc à une position fixe dans le volume. La bulle 2, qui oscille de manière sphérique, se rapproche toujours de la bulle 1. Elle subit une force supérieure à celle attendue dans le cas d’oscillations sphériques linéaires.

Pour expliquer cette déviation de la force, il faut considérer l’écoulement produit par la bulle non-sphérique. Pour un mode 5 prédominant, l’écoulement attendu théoriquement est un motif en croix à grande extension, produit par l’interaction 5 – 5 (voir chapitre 2). Une représentation schématique de cet écoulement est donnée en figure 3.9(b). La présence de l’écoulement ajoute une force de frottement visqueux dont l’amplitude, déduite par le bilan des forces, est de l’ordre de la dizaine de nanonewton.

Cette mesure met en évidence le phénomène d’auto-propulsion d’une bulle sous l’effet de son propre écoulement. En effet, Spelman *et al.* [134] ont montré que l’écoulement produit par une bulle peut agir sur celle-ci, en la déplaçant selon l’axe de symétrie des oscillations. On retrouve ces phénomènes notamment pour le contrôle de *microswimmers* [125], qui font l’objet d’un intérêt croissant depuis ces 10 dernières années. Dans la situation présentée en figure 3.9, cet axe de symétrie est colinéaire à l’axe de rencontre des bulles. L’écoulement agit donc dans la même direction que la force d’interaction

Tentons une comparaison avec des valeurs de la littérature. Bertin *et al.* [10] ont étudié cette force d’auto-propulsion pour des bulles “en armure”, c’est-à-dire des inclusions de gaz piégées au sein de structures micrométriques solides, d’une taille allant de 10 à 30 μm . Une ouverture au niveau de la coque de la bulle permet l’oscillation du gaz en son sein. Les fréquences ultrasonores sont plus élevées que dans notre expérience et varient sur la plage allant de 300 à 500 kHz. Le *microstreaming* induit par les oscillations est mesuré, pour en déduire par la suite la force de frottement visqueux. Les valeurs de la force mesurée, de l’ordre du nanonewton, sont légèrement plus faibles que pour notre expérience, ce qui s’explique par la différence des paramètres expérimentaux (tailles des bulles et fréquences).

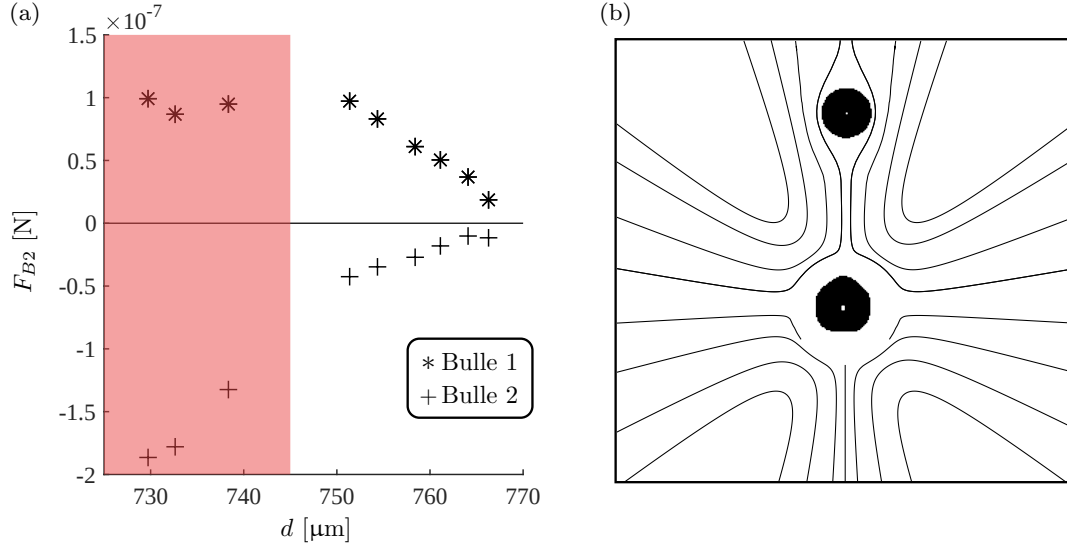


Figure 3.9 – Mesure de la force d'interaction avec la présence d'un mode de surface. (a) Les bulles sont initialement sphériques ($d > 745 \mu\text{m}$) et subissent une force d'amplitude similaire. Une fois le mode déclenché ($d < 745 \mu\text{m}$), cette force n'est plus symétrique. La bulle en mode (Bulle 1, voir (b)) reste immobile dans le champ et voit une force constante. La bulle sphérique continue de se rapprocher. (b) L'écoulement attendu théoriquement (interaction 5 – 5) est superposé à une image du couple.

Aussi, dans ce même article est introduit une approche théorique, qui permet d'estimer l'ordre de grandeur de cette force à partir des oscillations mesurées telle que

$$F_{thr} \sim a_n^2 R_0^2 \rho_f f_{BF}^2, \quad (3.6)$$

avec a_n l'amplitude du mode d'ordre n considéré. Leurs résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions théoriques.

Pour le cas expérimental de la figure 3.9, la quantification de l'oscillation non-sphérique par projection modale indique une amplitude du mode $a_5 = 5 \mu\text{m}$. La force de poussée prédite par l'équation 3.6 vaut alors $F_{thr} \sim 25 \text{ nN}$. Elle est similaire à celle mesurée par le bilan des forces (F_{exp} de l'ordre de la dizaine de nN. Voir figure 3.9). Ce résultat confirme que la prise en compte de la force appliquée par le fluide sur la bulle est indispensable pour définir pleinement la force d'interaction au sein d'un couple de bulles.

Translation périodique d'un couple de bulles

Sur la plupart des expériences, la mise en place d'oscillations (sphériques ou non) ne perturbe pas la stabilité en position du couple de bulles, particulièrement lorsque leurs rayons respectifs sont éloignés du rayon résonant BF. En revanche, si les bulles sont proches de la résonance, leurs oscillations peuvent se déphaser, ce qui induit une force de Bjerknes

secondaire répulsive. Comme nous venons de le démontrer, la proximité à la résonance permet également un déclenchement à basse amplitude de pression d'un mode de surface. La compétition entre les forces visqueuses et acoustiques peut alors mener à une situation bien particulière, discutée dans cette section.

On étudie le cas d'un couple de bulles, de rayons d'équilibre $R_{0,1} = 100 \mu\text{m}$ et $R_{0,2} = 114 \mu\text{m}$, effectuant un mouvement périodique de translation dans la direction horizontale des plans de piégeage. La figure 3.10(a) représente l'écart Δ_x entre la projection sur l'axe horizontal x des positions des deux bulles. Si Δ_x vaut 0, les deux bulles sont alignées verticalement. Le mouvement est de période $T_{tr} \sim 200 \text{ ms} \gg T_0$ ($T_0 = 30 \mu\text{s}$ est la période acoustique du champ basse fréquence).

Les composantes radiales des oscillations de chacune des bulles sont données en figure 3.10(b). Les amplitudes d'oscillation observées sont trop faibles ($\epsilon \sim 2 \%$) pour expliquer un transfert d'énergie vers le mode de translation et amorcer un mouvement de *dancing bubble* [eller]. La cause de la translation est expliquée en partie par le déphasage de leurs oscillations. Lorsqu'elles sont alignées, ce déphasage vaut $\Delta_\phi = 1.65 \text{ rad}$ et lorsqu'elles sont le plus éloignées il vaut $\Delta_\phi = 1.85 \text{ rad}$. Pour de tels valeurs, la force de Bjerknes secondaire est répulsive ($\Delta_\phi > \pi/2$), ce qui explique (uniquement) le mouvement d'éloignement des deux bulles. Pour que la translation périodique soit possible, il faut la présence d'une force de rappel.

Revenons sur les oscillations. Lorsque les deux bulles sont alignées, elles oscillent selon le mode radial, avec une faible amplitude ($\epsilon \sim 2 \%$). Un léger déplacement du point lumineux central au niveau de la bulle 2 (bulle du haut) indique la présence d'un mode, dont l'amplitude est trop faible pour être analysée. Au contraire, une fois les bulles éloignées, la bulle 2 oscille simplement selon le mode radial et c'est la bulle 1 qui présente une déformation non-sphérique de son interface. Ce mode, et l'origine de son déclenchement, feront l'objet d'une description exhaustive dans le chapitre suivant. La figure 3.10(c) montre des pauses longues de la mesure du *microstreaming*, obtenues en post-traitement avec ImageJ. Plus de détails sur le protocole de mesure sont donnés dans le chapitre[chap2]. À gauche est présenté l'écoulement pendant la phase de répulsion, et à droite pendant la phase d'attraction. La direction du mouvement des bulles pour chaque phase est indiquée par les flèches rouges. Lorsque les deux bulles se repoussent il n'y pas d'écoulement significatif. Cela confirme que l'amplitude du mode initialement présent sur la bulle du haut est très faible. En revanche, lorsque les bulles se sont écartées, on voit que la bulle non-sphérique met en place un écoulement important (les directions de cet écoulement sont indiquées par les flèches jaunes). Le temps de mise en place de cet écoulement sous l'impulsion du mode n'est pas connu. La force de rappel, qui permet la translation du couple, est expliquée par la présence du *microstreaming*. Elle est encore une fois de l'ordre de la force de Bjerknes secondaire.

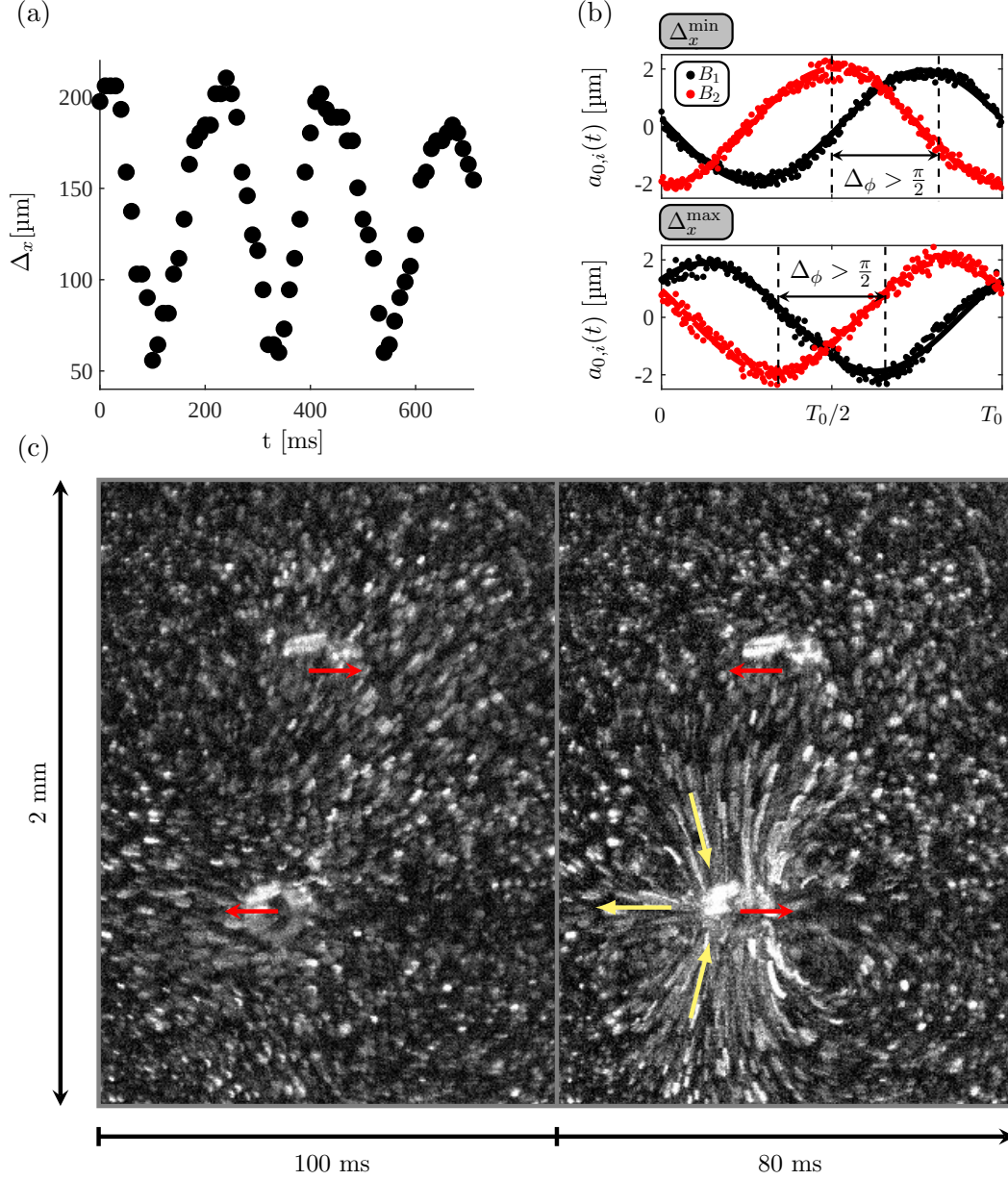


Figure 3.10 – Observation de l’attraction/répulsion d’un couple de bulles sous l’influence d’une oscillation non-sphérique et de l’écoulement induit. (a) Évolution périodique ($T_{tr} \sim 200 \text{ ms}$) de l’alignement horizontal Δ_x entre les deux bulles. (b) Tracé des composantes sphériques des oscillations des deux bulles lorsqu’elles sont le plus alignées (en haut) et le plus écartées (en bas). Pour les deux situations, les oscillations sont déphasées de $\Delta\phi > \pi/2$. (c) Pause longue sur l’enregistrement du déplacement du fluide. Lorsque les deux bulles se repoussent (image de gauche), il n’y a pas d’écoulement. Lorsque les deux bulles s’attirent (image de droite), le mode sur la bulle 1 permet l’apparition d’un écoulement qui fait se rapprocher les deux bulles.

3.1.6 Interaction forte d’un couple de bulles

Si la force de Bjerknes secondaire est trop importante, cela conduit généralement à la coalescence des deux bulles du couple. Or, pour quelques cas particuliers, cette interaction forte mène à des configurations pour lesquelles les deux bulles sont presque en contact, et stables dans le temps. Dans cette section, nous allons chercher à comprendre ce phénomène

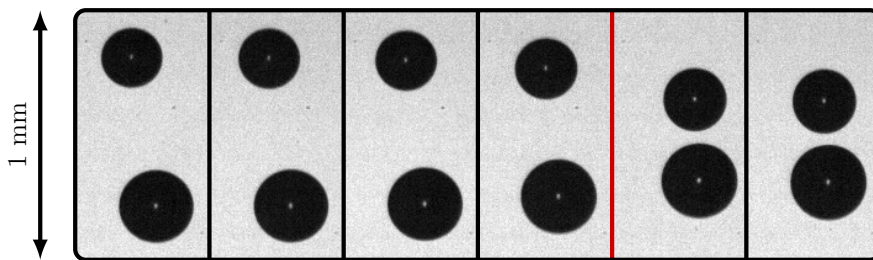


Figure 3.11 – Observation d'un cas d'attraction forte d'un couple de bulles pour, de gauche à droite, une pression acoustique croissante. Les deux bulles se rapprochent puis effectuent un saut dans le champ avant de se stabiliser très proches l'une de l'autre. Pour les deux dernières images, la distance séparant les interfaces des bulles est d'environ $50\text{ }\mu\text{m}$. Les deux bulles sont de taille au repos $R_{0,1} \sim 163\text{ }\mu\text{m}$ et $R_{0,2} \sim 135\text{ }\mu\text{m}$.

en étudiant un cas représentatif de deux bulles qui maintiennent leur sphéricité tout au long de la mesure.

La figure 3.11 montre l'évolution de la position du couple de bulles en question dans le champ de piégeage, sous l'effet d'une pression d'excitation d'amplitude croissante. Elles ont une taille respective $R_{0,1} \sim 163\text{ }\mu\text{m}$ et $R_{0,2} \sim 135\text{ }\mu\text{m}$, supérieures au rayon résonant ($R_{res} = 104\text{ }\mu\text{m}$). Ici le rayon est indiqué approximativement, car sous l'effet de la diffusion rectifiée, les bulles grossissent légèrement au cours de l'expérience. Chaque instantané correspond à une situation pour laquelle la pression est constante et les bulles sont stables dans le champ de piégeage.

Dans une première phase (les 4 premières photographies), les bulles se rapprochent car le couple vérifie les conditions d'attraction ($R_{0,1}, R_{0,2} > R_{res}$). Pour une pression donnée, qui n'est pas déterminée ici, la position de piégeage critique dans le champ HF est franchie. Les bulles se rapprochent rapidement et se stabilisent autour d'une nouvelle position d'équilibre (les 2 dernières photographies). La distance inter-bulles est alors d'environ $50\text{ }\mu\text{m}$, soit moins d'un demi rayon. La position de la cuve est ajustée pour pouvoir observer le couple ainsi rapproché. A cette position, les deux bulles sont positionnées de part et d'autre d'un point nodal et sont toutes les deux attirées vers ce nœud. Cette position est maintenue même si la pression extérieure est augmentée. La stabilité du couple peut seulement être expliquée par la présence d'une force répulsive agissant sur les bulles, qui contre la force de piégeage et empêche la coalescence.

Le meilleur candidat pour cette force répulsive est la force de Bjerknes secondaire. En effet, différentes théories ont montré qu'elle peut s'inverser pour des distances inter-bulles faibles (de l'ordre de grandeur du rayon des bulles). Par exemple, en 1984, Zabolotskaya [153] a montré que la prise en compte du couplage des oscillations peut mener à un changement de fréquence de résonance du couple si les bulles se rapprochent. Ainsi, deux bulles qui oscillent initialement en phase, et s'attirent, se déphasent et la force d'interaction devient répulsive. Ces résultats ont été repris par Ida [66, 68], qui fournit des expressions littérales des phases

respectives des bulles. Une autre approche, introduite par Doinikov et Zavtrak [35], explique cette inversion de la force par la prise en compte des diffusions multiples des ondes acoustiques émises par les bulles. Ce phénomène est négligeable pour les grandes distances inter-bulles, mais doit être pris en compte pour deux bulles très proches (typiquement pour une distance inter-bulles de l'ordre du rayon des bulles). Il est important de noter que, pour la théorie de Doinikov, la notion de déphasage entre les bulles n'est pas prise en compte explicitement. Ces deux approches prédisent un possible changement de signe de la force, si les deux bulles sont excitées avec une fréquence supérieure à leur fréquence propre, autrement dit si elles sont plus grandes que le rayon résonant à la fréquence d'excitation, ce qui est le cas de l'exemple expérimental présenté.

La figure 3.12(a) montre le déphasage entre les deux bulles en fonction de leur distance de séparation. Les marqueurs indiquent le déphasage mesuré expérimentalement en fonction de la distance décroissante entre les deux bulles. La ligne continue indique la prédiction théorique issue du modèle d'Ida [66]. Pour tous les calculs théoriques effectués dans cette section, les trois sources d'amortissement des oscillations (thermique, acoustique et visqueux) sont prises en compte [4]. La prédiction est en bon accord avec la mesure. Les résultats montrent que le déphasage reste inférieur à $\pi/2$ (donc $\cos(\Delta_\phi) > 0$), ce qui signifie que la force reste attractive selon la théorie linéaire.

Regardons alors du côté de la diffusion multiple. D'après le modèle de Doinikov et Zavtrak [35], la force de Bjerknes secondaire est définie comme proportionnelle à un facteur G qui définit son signe et en partie son amplitude, telle que

$$\vec{F}_{B_2,i} = 2\pi \|A\|^2 G(R_{0,1}, R_{0,2}, d, f) \vec{u}_{r,i}, \quad (3.7)$$

avec A l'amplitude complexe du potentiel associé au champ de pression extérieur. Ce facteur peut également être isolé dans la formulation de Zabolotskaya. La figure 3.12(b) montre l'évolution de G , pour les deux approches théoriques discutées ci-dessus, en fonction de la longueur adimensionnée $L = \frac{d}{R_{0,1} + R_{0,2}}$. Pour le calculer, il faut fournir aux différents modèles les données expérimentales que sont les tailles des bulles, la distance de séparation et la fréquence d'oscillation. Tant que la distance inter-bulles est grande ($L > 1.5$), les deux approches prédisent une force attractive, et des amplitudes similaires. Lorsque les deux bulles se déplacent sur leur nouvelle position d'équilibre ($L \sim 1.2$), la force prédite par la théorie de Doinikov (G_d) change de signe alors que celle de Zabolotskaya (G_z) prédit une force croissante et toujours attractive. C'est donc sous l'effet de la diffusion multiple que la force d'interaction s'inverse et permet au couple de se stabiliser. Cette nouvelle position d'équilibre a été observée pour 5 autres couples de bulles, et ce toujours dans la situation pour laquelle elles ont des rayons supérieurs au rayon résonant BF. L'influence de la présence, dans ces conditions, de modes de surface, sera étudiée dans les chapitres qui suivent (influ-

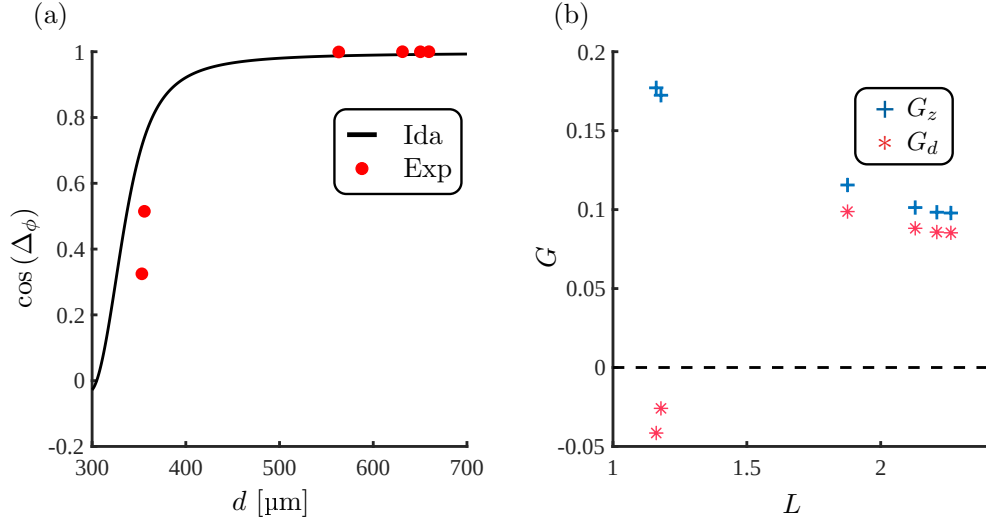


Figure 3.12 – Étude du changement de signe de la force agissant sur un couple de bulles, dont la distance de séparation décroît. (a) Évolution du déphasage entre les oscillations des deux bulles en fonction de la distance qui les sépare. Les données utilisées pour le modèle sont issues des mesures. Le trait noir continu indique la prédiction par le modèle d’Ida [68] et les points rouges sont les déphasages mesurés expérimentalement. Ici, les deux bulles se déphasent mais ce déphasage n’est pas suffisant pour impliquer un changement de signe de la force ($\cos(\Delta\phi) > 0$). (b) Estimation du facteur G régissant le signe de la force d’interaction en fonction de la distance adimensionnée $L = \frac{d}{R_{0,1} + R_{0,2}}$. La théorie de Zabolotskaya (+), ne prédit pas de changement de signe de la force au contraire de la théorie de Doinikov et Zavtrak (*).

ence sur le couplage et sur les écoulements générés).

3.2 Conclusion sur les forces d’interaction

Dans ce chapitre, la force d’interaction agissant sur deux bulles a été étudiée de manière exhaustive. La mesure de cette force est effectuée à l’aide d’un champ acoustique bi-fréquentiel qui permet de piéger deux bulles proches, dans un champ stationnaire haute-fréquence, de pulsation $\omega_{\text{HF}} = 6.28 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$. L’intérêt du dispositif est de maintenir les bulles loin de toute paroi, tout en assurant leur stabilité spatiale. Les oscillations des bulles sont forcées à une pulsation basse fréquence bien plus faible ($\omega_{\text{BF}} \ll \omega_{\text{HF}}$) par un second transducteur, adaptée à la taille des bulles étudiées. Après avoir préalablement calibré le champ de piégeage, la force d’interaction est déduite de l’évolution des positions d’équilibre du couple sous l’influence d’une pression BF croissante. La distance critique entre deux bulles est limitée par le champ HF à $d \sim 500 \mu\text{m}$. Le montage expérimental permet pour la première fois, à notre connaissance, de mesurer la dynamique temporelle de l’interface de chaque bulle en régime permanent.

Lorsque les deux bulles sont en oscillations sphériques et linéaires, la force d’interaction

mesurée est bien symétrique, de l'ordre du nanonewton, et en accord avec d'autres mesures de la littérature utilisant des dispositifs expérimentaux différents. Dans cette situation, la mesure des oscillations du couple permet également d'estimer la force de Bjerknes secondaire par une formule théorique introduite par Crum [31]. Les résultats tirés de 10 séries distinctes sont en très bon accord avec la théorie, pour des distances de séparation allant de 3.5 à 8 fois le rayon au repos des bulles. Les résultats sont limités par le dispositif expérimental qui ne permet pas l'observation d'oscillations non-linéaires et de grandes amplitudes. Une amélioration du dispositif peut être envisagée en utilisant une cuve plus étroite, plus adaptée à l'obtention d'un champ résonant HF. L'utilisation d'une fréquence plus élevée permettrait également un rapprochement plus important entre les bulles.

Nous avons par la suite montré que la présence de modes de surface, et par association de *microstreaming*, brise la symétrie de la force d'interaction acoustique. Cela est expliqué par la présence additionnelle d'une force visqueuse hydrodynamique, dont la mesure par le bilan des force démontre qu'elle est du même ordre de grandeur que la force de Bjerknes secondaire (une dizaine de nanonewton). Ce résultat est comparé avec succès avec un modèle de force d'auto-propulsion généré par l'écoulement propre d'une bulle. La compétition entre les forces acoustique et visqueuse modifie les positions de stabilité du couple et peut également conduire à un mouvement de translation périodique basse fréquence, au sein du champ bi-fréquentiel.

Finalement, à la fin de ce chapitre, nous avons montré qu'il existe une autre position de stabilité au sein du champ bi-fréquentiel, pour laquelle les bulles se situent respectivement de part et d'autre d'un nœud de piégeage du champ. La distance entre les interfaces des bulles est, dans cette situation, de l'ordre d'un demi-rayon d'équilibre. La stabilité des bulles sous-entend la présence d'une force répulsive, contrant la force de piégeage, qui est identifiée comme étant la force de Bjerknes secondaire. Initialement attractive, elle s'inverse par effets de diffusion multiple lorsque la distance entre les bulles se réduit. Cette situation n'est obtenue expérimentalement que si les deux bulles sont d'une taille supérieure à la résonance.

Couplage acoustique entre deux bulles oscillantes

Nous avons montré, dans le chapitre précédent, une méthode permettant de mesurer de la force d'interaction agissant au sein d'un couple de bulles libres. Intéressons-nous maintenant au couplage acoustique gouvernant les oscillations des bulles. On trouve dans la littérature de nombreuses études théoriques de ce couplage, le plus souvent pour des bulles de gaz ou de vapeur [5, 36, 39, 66–68, 70, 109, 112, 153], mais également pour des agents de contraste [5]. Ces études considèrent des bulles à des distances fixes, ce qui permet d'étudier leurs oscillations en régime permanent. Elles mettent en évidence l'influence de deux paramètres clefs qui régissent les oscillations du couple : la taille des bulles pour une fréquence d'excitation fixe (ou inversement la fréquence d'excitation pour deux bulles de rayons fixes) et la distance inter-bulles. Ces résultats indiquent la présence de deux modes de résonance, pour lesquels les bulles oscillent en phase et en opposition de phase. En revanche, très peu de travaux s'intéressent à l'effet de ce couplage sur les amplitudes d'oscillations, en comparaison avec le cas de la bulle unique. Pour des oscillations inertielles violentes, les observations d'Ida [69] et de Cheng [19] indiquent une réduction de l'activité de cavitation du couple, limitant les comportements violents des oscillations. Plus récemment, Shen *et al.* [132] ont montré numériquement que le couplage peut aussi avoir des effets constructifs (amplification des oscillations), et ce en fonction de la fréquence ultrasonore, de la taille des bulles et de la distance les séparant. La présence de modes de surface n'a jamais été considérée théoriquement.

À notre connaissance, peu de travaux expérimentaux ont permis de quantifier le couplage entre deux bulles libres en régime permanent. La complexité à stabiliser ces bulles est une explication. Hsiao *et al.* [65, 92] ont développé une expérience utilisant des filets pour maintenir des bulles millimétriques à des positions fixes et mesurent, avec un hydrophone, la réponse acoustique du couple. Ils retrouvent l'influence prédite théoriquement de la distance de séparation qui fait chuter la fréquence de résonance du couple. Combriat *et al.* [27] ont également retrouvé cet effet, pour des bulles cubiques maintenues au sein de structures

solides, et généralisent les observations avec la présence d'un nombre croissant de bulles : plus il y a de bulles, plus la fréquence de résonance de l'ensemble diminue. Cette diminution de la fréquence de résonance du mode principal d'un nuage de bulles (oscillations volumiques en phase) a déjà été démontrée théoriquement [32]. En revanche, l'amplitude de la réponse acoustique d'une bulle unique n'est pas comparée à la réponse d'une bulle au sein des différents assemblages de bulles, ce qui ne permet pas de conclure sur une possible amplification ou diminution des oscillations par les effets de couplage. Pour ces deux approches, les oscillations ne sont pas mesurées directement et les bulles d'un même couple sont toujours de tailles identiques. Les mesures d'oscillations de bulles libres micrométriques en interaction et fixes sont encore manquantes dans la littérature. L'influence des modes de surface n'est également pas envisagée.

On propose ici d'étudier le couplage au sein d'un couple de bulles maintenu à un écartement stable en utilisant le montage expérimental présenté dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, nous étudierons le couplage pour deux bulles sphériques en oscillations linéaires, pour différents couples de bulles oscillant en phase. L'influence de la distance séparant les deux bulles est également mise en évidence au travers d'un cas particulier d'un couple en translation périodique. Nous montrerons que le couplage peut aussi bien mener à une amplification des oscillations, qu'à leur diminution, en fonction de la taille des bulles. Ensuite, nous chercherons des indices de l'existence d'un couplage sous-harmonique lorsqu'une des bulles du couple oscille en mode de surface. Nous montrerons que ce couplage dépend aussi bien de la distance entre les deux bulles que de l'orientation des modes. Pour finir, nous étudierons la possibilité d'un transfert de mode pour deux bulles très proches l'une de l'autre. Le déclenchement non-paramétrique d'ondes de surface, par excitation périodique d'une bulle en mode sur une bulle initialement sphérique, est montré ici pour la première fois, à notre connaissance. La présence simultanée de modes sur les deux bulles du couple est source d'un mouvement de rebond que nous chercherons également à comprendre.

4.1 Couplage entre deux bulles sphériques

Cette première section est dédiée à la quantification du couplage acoustique si les deux bulles du couple restent sphériques. Les résultats sont obtenus avec le dispositif bi-fréquentiel introduit dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, on évoquera différents cas de deux bulles oscillant en phase à des positions fixes dans le volume. L'étude d'un cas particulier de deux bulles en translation périodique lente complétera nos observations.

4.1.1 Couplage entre deux bulles oscillant en phase

Les mesures d'oscillations temporelles des bulles séparées d'une distance fixe permettent de quantifier l'impact du couplage sur les oscillations des bulles. L'étude est séparée en

deux parties, correspondant aux situations pour lesquelles ce couplage est constructif (amplification des amplitudes d'oscillation des bulles) ou destructif (diminution des amplitudes d'oscillation des bulles). L'influence de la taille des bulles et de la distance les séparant est également démontrée.

Le couplage constructif

La figure 4.1(a, b) présente la dynamique temporelle correspondant à deux couples de bulles en oscillations sphériques, dont les pulsations propres sont supérieures à la pulsa-

tion d'excitation : $\omega_{ac} < \omega_{\pm} = \frac{\omega_{0,1}^2 + \omega_{0,2}^2 \pm \sqrt{(\omega_{0,1}^2 - \omega_{0,2}^2)^2 + 4 \omega_{0,1}^2 \omega_{0,2}^2 \frac{R_{0,1} R_{0,2}}{d^2}}}{2 \left(1 - \frac{R_{0,1} R_{0,2}}{d^2}\right)}$ (voir sec-

tion 1.4.1, equation 1.24). Les amplitudes d'oscillation de chaque bulle du couple sont tracées en fonction de l'amplitude de pression d'excitation en sous-figure (i), déterminée par l'étape de calibration basse fréquence (voir section 3.1.3). Pour chaque situation, et pour chaque bulle, sont tracées les mesures d'amplitude d'oscillation, la prédiction par un modèle linéaire couplé (voir section 1.4.1) et celle par le modèle découplé (voir section 1.2.1). Les résultats sont normalisés par rapport aux prédictions du modèle de la bulle unique, afin de mettre en évidence l'effet du couplage sur les oscillations de chacune des bulles du couple. Les valeurs en axe des ordonnées sont homogènes à une pression (en Pascal). Les bulles restent relativement éloignées (distances inter-bulles d comprises entre 660 et 850 μm). La sous-figure (ii) donne l'évolution des fréquences propres du couple en fonction de la distance de séparation. Cette distance diminue du fait de la force de Bjerknes secondaire, qui est attractive comme les bulles oscillent en phase. Les fréquences propres individuelles (sans prise en compte du couplage) sont indiquées par les points et les fréquences propres du couple ($\omega_{\pm}$) par les lignes continues. La fréquence d'excitation est tracée en pointillés. Le déphasage entre les deux bulles, mesuré expérimentalement, est également tracé en fonction de la distance, en sous-figure (iii).

Lorsque les deux bulles sont de tailles éloignées du rayon résonant $R_{res} \sim 104 \mu\text{m}$ ($(R_{0,1}, R_{0,2}) = (89, 75) \mu\text{m}$, en figure 4.1(a)), alors leurs pulsations propres sont éloignées de la fréquence ultrasonore. Au vu des faibles amplitudes d'oscillations atteintes, les pulsations propres du couple de bulles sont peu impactées par le couplage (figure 4.1(a, i)). Ce couplage acoustique entre les bulles n'est donc pas important, mais il est suffisant pour observer une légère déviation des amplitudes radiales des deux bulles par rapport au modèle découplé (figure 4.1(a, i)). Les mesures des amplitudes d'oscillations sont systématiquement supérieures à celle du modèle découplé, ce qui indique une amplification des oscillations de chacune des bulles par effet de couplage. Cette amplification s'explique par le phénomène d'interférences entre le champ de pression individuel produit par les bulles et le champ extérieur émanant

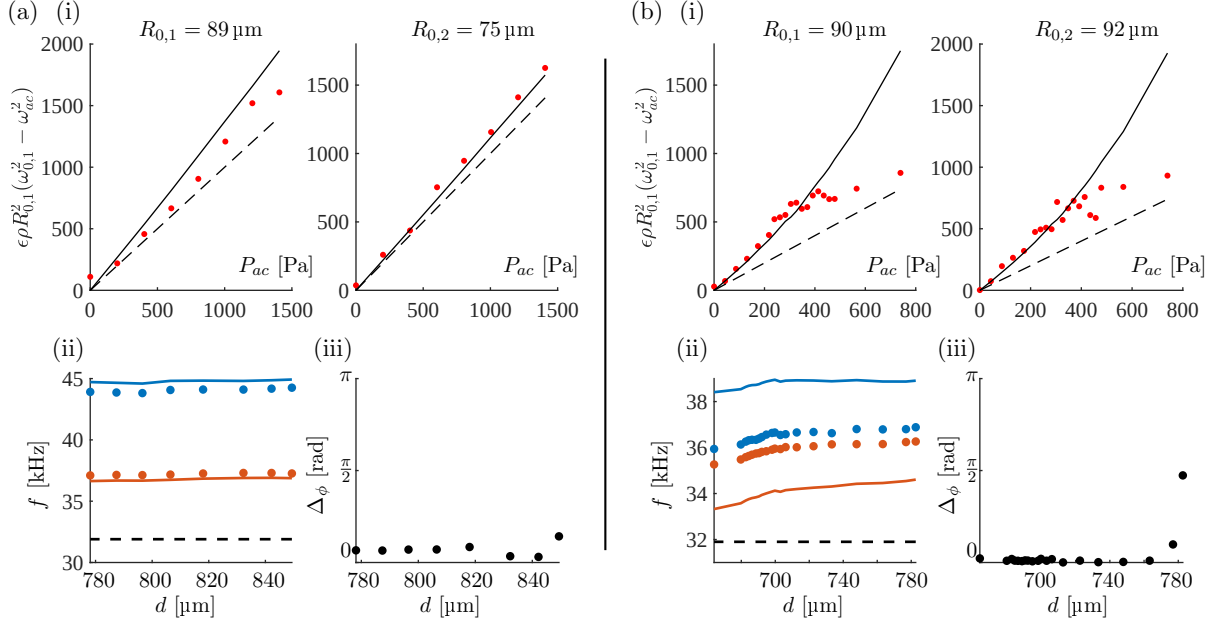


Figure 4.1 – Étude du couplage constructif au sein d'un couple de bulles. Deux couples différents sont étudiés : (a) $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (89, 75) \mu\text{m}$ / (b) $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (90, 92) \mu\text{m}$. On montre en sous-figures (i) l'évolution de l'amplitude d'oscillation mesurée pour chaque bulle en fonction de la pression d'excitation ($\bullet$), prédites par le modèle couplé linéaire (—) et par le modèle découplé (---). (ii) Évolution des fréquences de résonance des bulles en fonction de la distance les séparant. Les points donnent les fréquences découplées ($\bullet$ pour la bulle 1 et $\bullet$ pour la bulle 2) et les traits les fréquences du couple ($—$ pour ω_- et $—$ pour ω_+). (iii) Évolution du déphasage mesuré en fonction de la distance.

du transducteur basse fréquence. La pression totale excitatrice vue par chacune des bulles s'exprime alors comme

$$P_{ext}^i = P_{ac} + P_b^j(d). \quad (4.1)$$

avec P_{ac} le champ d'excitation extérieur (induit par le transducteur) et $P_b^j(d)$ la pression émise par la bulle voisine, qui décroît en fonction de la distance.

Les bulles oscillent en phase avec le champ extérieur (figure 4.1(a, iii)), ce qui implique que leur émission acoustique propre (P_b^j) est également en phase avec ce champ (P_{ac}). La superposition entre ces deux ondes mène donc à des interférences constructives, ce qui augmente la pression totale. Comme le champ de pression radial émis par une bulle décroît selon une loi en $1/r$, le couplage s'intensifie lorsque les deux bulles se rapprochent, ce qui est bien retrouvé expérimentalement.

Lorsque les deux bulles sont de tailles similaires ($(R_{0,1}, R_{0,2}) = (90, 92) \mu\text{m}$, en figure 4.1(b)), et proches du rayon résonant, une des pulsations propres du couple (ω_-) est proche de la fréquence de forçage ($f = 31.9 \text{ kHz}$). Les oscillations sphériques atteintes permettent d'obtenir des effets de couplage plus importants, ce qui se traduit par l'écart significatif des fréquences propres du couple en comparaison du cas de deux bulles isolées

(figure 4.1(b, ii)). L'effet du couplage et de l'amplification est clairement visible sur la figure 4.1(b, i), où le modèle couplé linéarisé décrit la tendance expérimentale.

Il faut tout de même noter que, pour la situation présentée en figure 4.1(b), les résultats expérimentaux diffèrent des prédictions théoriques obtenues par le modèle couplé linéarisé pour les plus grandes amplitudes de pression excitatrice. Nous avons cherché à comprendre cet écart en utilisant le modèle couplé général (*i.e.* non-linéaire) et un modèle tenant compte de la diffusion multiple des ondes [41]. Les prédictions obtenues avec ces modèles, qui ne sont pas tracées ici, donnent des résultats identiques au modèle linéarisé et ne permettent pas de comprendre cette déviation.

Le couplage destructif

Les figures 4.2(a, b) présentent les résultats expérimentaux issus de couples de bulles dont les fréquences propres individuelles sont plus faibles que la fréquence d'excitation. Dans les deux cas, les bulles oscillent en phase et leurs oscillations sont en opposition de phase avec le champ extérieur. Les résultats théoriques du modèle couplé et expérimentaux sont encore une fois en très bon accord. Au contraire des deux cas précédents, les amplitudes d'oscillation observées et prédites par le modèle couplé sont inférieures à celles attendues pour la bulle unique. L'explication repose sur les mêmes principes que pour les cas précédents. Les interférences entre les champs de pression individuels de chacune des bulles et le champ extérieur sont destructives, ce qui réduit les oscillations du couple de bulles. En miroir du cas des interférences constructives, si la fréquence d'excitation est proche d'une des fréquences propres du couple, le couplage est plus important et les amplitudes d'oscillation sont plus fortement réduites (cas de la figure 4.2(b)).

Les résultats présentés dans cette section montrent que la présence d'une seconde bulle n'est pas synonyme d'une réduction des amplitudes d'oscillation. Le choix de la fréquence d'excitation, pour des tailles fixes, est un paramètre clef. Une amplification des oscillations est obtenue si la fréquence d'excitation est plus faible que la fréquence de résonance du couple, et inversement ces oscillations sont réduites si la fréquence d'excitation est supérieure aux fréquences du couple. Le modèle d'oscillations couplées donne des résultats fiables pour des distances de séparation relativement grandes ($d/R_0 \in [5 - 10]$).

Influence du déphasage sur le couplage

Comme étudié dans le chapitre précédent, la position d'un couple de bulles peut être instable si la force d'interaction est répulsive. Un mouvement de translation, qui résulte en une variation périodique de la distance inter-bulle, est observé si une force visqueuse due à la présence d'un mode de surface compense cette répulsion. Le cas étudié dans le chapitre précédent, en section 3.1.5 est repris dans cette section, pour permettre une meilleure analyse

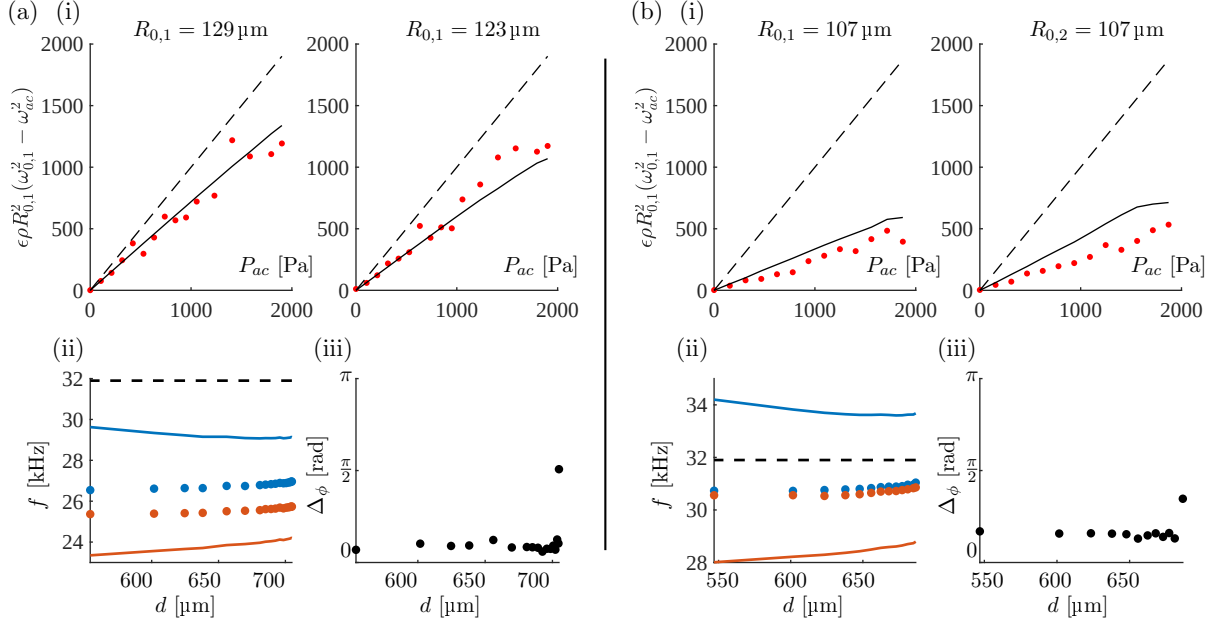


Figure 4.2 – Étude du couplage destructif au sein d'un couple de bulles. Deux couples différents sont étudiés : (a) $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (129, 123) \mu\text{m}$ / (b) $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (107, 107) \mu\text{m}$. La mise en forme de cette figure est analogue à la figure 4.1.

de l'évolution du couplage acoustique sphérique en fonction de la distance.

On rappelle que, pour cette situation, les deux bulles sont d'une taille au repos $R_{0,1} = 102 \mu\text{m}$ et $R_{0,2} = 113 \mu\text{m}$. Le mouvement d'attraction-répulsion périodique a lieu dans la direction horizontale, à une fréquence de 5 Hz. La distance entre les deux bulles varie entre $750 \mu\text{m}$ et $830 \mu\text{m}$. Lorsque les bulles sont le plus rapprochées (image de gauche sur la figure 4.3(b)), un mode d'amplitude très faible est présent au niveau de l'interface de la bulle 2 alors que bulle 1 est sphérique. Lorsque les deux bulles se repoussent, le mode sur la bulle 2 s'atténue et un mode apparaît au niveau de l'interface de la bulle 1.

L'apparition et la disparition des modes sont directement liées au couplage radial des oscillations. Regardons la figure 4.3(a). Ici, le seuil de déclenchement du mode d'ordre $n = 5$ est représenté en fonction du rayon d'équilibre des bulles. Les trajectoires dans le plan (R_0, P_{ext}) des deux bulles sont indiquées schématiquement sur la figure 4.3(a) par les flèches, rouges pour la phase de répulsion et noires pour la phase d'attraction. De par leurs tailles respectives, la bulle 1 oscille en phase avec le champ extérieur et la bulle 2 en opposition de phase. Lorsque les deux bulles sont le plus rapprochées, la pression totale vue par la bulle 1 est diminuée du fait des interférences destructives entre le champ extérieur et le champ de la bulle 2. La bulle 1 oscille alors de manière sphérique. Les deux bulles s'éloignant (flèches rouges), la pression totale vue par la bulle 1 tend progressivement vers la pression extérieure de forçage P_{ac} , plus élevée, et un mode est déclenché. Une fois ce mode déclenché, les deux bulles se rapprochent (flèches noires), l'influence de la bulle 2 reprend le dessus, et le mode

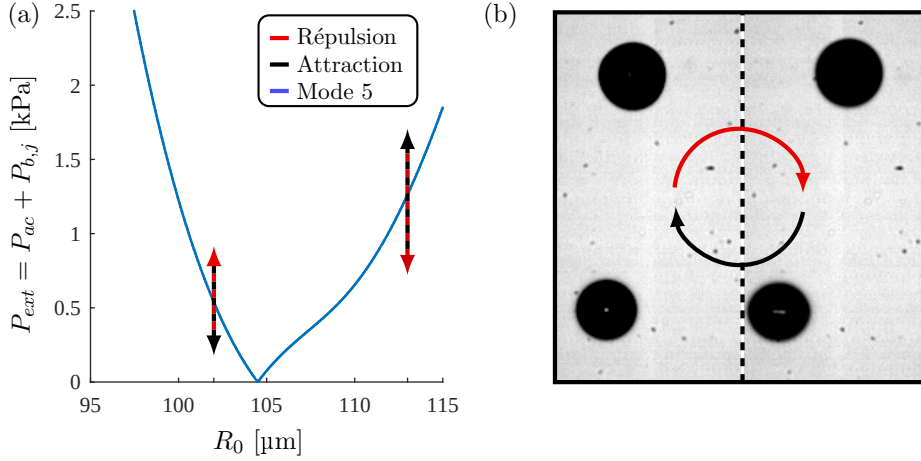


Figure 4.3 – Couplage pour deux bulles déphasées. (a) Évolution qualitative des deux bulles dans l'espace (R_0, P_{ext}) . Le seuil du mode 5, calculé analytiquement avec la méthode de Francescutto [53] est tracé en bleu. La phase de répulsion est indiquée par la flèche rouge et la phase d'attraction par la flèche noire (voir (b)). Lorsque les deux bulles s'écartent, leur influence mutuelle diminue. La bulle 1 est en phase avec le champ d'excitation et la bulle 2 en opposition de phase. Le champ total P_{ext} vu par la bulle 1 est donc réduit lorsqu'elle est proche de la bulle 2 et inversement la bulle 2 voit un champ de pression plus important lorsqu'elle se rapproche de la bulle 1. Ainsi, la bulle 1 va déclencher un mode en s'éloignant de la bulle 2 et ce mode va s'atténuer lors de la phase de rapprochement.

s'atténue.

Pour la bulle 2 c'est le comportement inverse qui est observé. Comme la bulle 1 est en phase avec le champ extérieur, la pression individuelle qui lui est associée s'ajoute à la pression générée par le transducteur, si bien que lorsque les deux bulles sont proches, un mode de faible amplitude peut être déclenché et s'atténuera lorsque les deux bulles s'éloigneront.

Ce cas particulier résume à lui seul les phénomènes d'interférences acoustiques au sein d'un couple de bulle. La présence d'une bulle sur-résonante réduit suffisamment la pression totale pour empêcher l'apparition d'un mode de surface sur une bulle environnante. Les écoulements générés par un ensemble de bulles peuvent donc directement être impactés par une disparité dans la taille des bulles.

4.2 Couplage acoustique entre deux bulles non-sphériques

La section précédente nous a permis d'étudier l'influence mutuelle de deux bulles oscillantes, lorsqu'elles maintiennent une forme sphérique. Dans cette section, nous allons maintenant étudier l'influence d'oscillations non-sphériques.

4.2.1 Déclenchement d'instabilités non-sphériques

Méthode de déclenchement

Pour déclencher l'oscillation de modes de surface, il faut nécessairement respecter les conditions de taille et de pression pour le mode voulu (ces seuils de déclenchement varient également en fonction de la fréquence, mais ce paramètre reste constant dans nos expériences). La méthode dite de coalescence, introduite dans le chapitre 2, n'est pas viable ici, de par la complexité du champ de piégeage HF et par la création des bulles qui n'est plus effectuée par nucléation laser, mais par injection au moyen d'un capillaire. Pour obtenir ces modes de surface, le couple de bulles est ici soumis à une pression BF croissante jusqu'à atteindre le seuil en question. Un exemple de déclenchement de modes est donné en figure 4.4(a) pour un couple de bulles de rayons d'équilibre similaires ($R_{0,1}, R_{0,2} \sim 80 \mu\text{m}$). Les deux bulles sont initialement sphériques, puis un mode est déclenché sur la bulle du haut. Alors que cette même bulle reste sur le mode déclenché, la bulle du bas présente à son tour une instabilité de surface.

Au premier abord, le premier mode observé lors du déclenchement sur chacune des bulles ressemble à une mode axisymétrique de degré 2, avec une forme ovale dans le plan d'observation (figure 4.4(b)). Or, pour la même bulle, donc pour un même rayon d'équilibre, on remarque que lors de la mesure suivante elle oscille selon un mode 4 axisymétrique (figure 4.4(c)), déjà observé pour le cas d'une bulle seule dans le chapitre 2. Ce n'est donc pas un mode de degré 2. On remarque également que le point lumineux central pour le mode initialement déclenché se déforme dans la direction horizontale durant l'oscillation, ce qui n'est pas le cas pour les modes axisymétriques (voir figure 4.4(c) : ce point central maintient une forme quasi-sphérique). Cette modulation du point lumineux indique une déformation dans le plan orthogonal au plan d'observation. Cela laisse supposer que le premier mode déclenché n'est pas axisymétrique (il oscille dans deux plans distincts) et correspond à un nouveau type de modes : les modes sectoraux.

Définition des instabilités sectoriales

Les modes sectoraux sont, comme les modes zonaux (les modes axisymétriques introduits précédemment), un cas particulier des harmoniques sphériques

$Y_n^m(\theta, \phi) = \sqrt{2 \frac{(n - |m|)!}{(n + |m|)!}} P_n^m(\cos \theta) e^{jm\phi}$, avec P_n^m un polynôme de Legendre associé. Alors que les modes zonaux correspondent à des harmoniques sphériques d'ordre n et de degré 0 (Y_n^0), les modes sectoraux sont eux définis par les harmoniques sphériques dont le degré n est égal l'ordre m (Y_n^n). Une dernière famille de modes, dits tesseraux (si $n \neq m > 0$) existe également, mais ne présente pas d'intérêt ici.

Un mode sectoral se caractérise par une modulation en $\cos(m\phi)$ de son interface dans

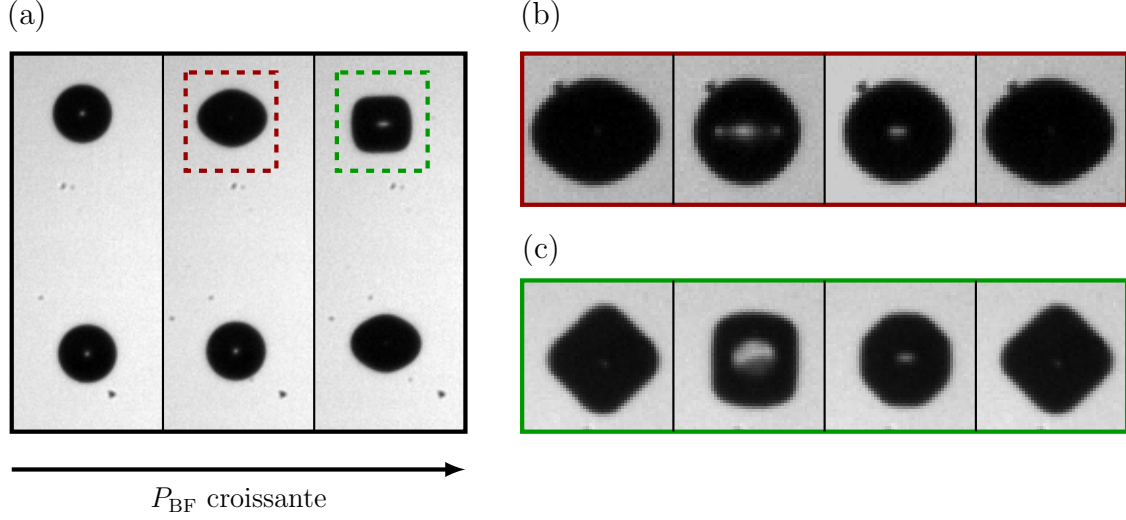


Figure 4.4 – Déclenchement de modes de surface pour un couple de bulles de rayons d'équilibre $(R_{0,1}, R_{0,2}) \sim 80 \mu\text{m}$. (a) La pression BF est augmentée jusqu'au déclenchement des modes. (b) Oscillation sur une période de la bulle du haut, lors du déclenchement du mode. (c) Oscillation sur une période de la même bulle, en mode axisymétrique de degré 4.

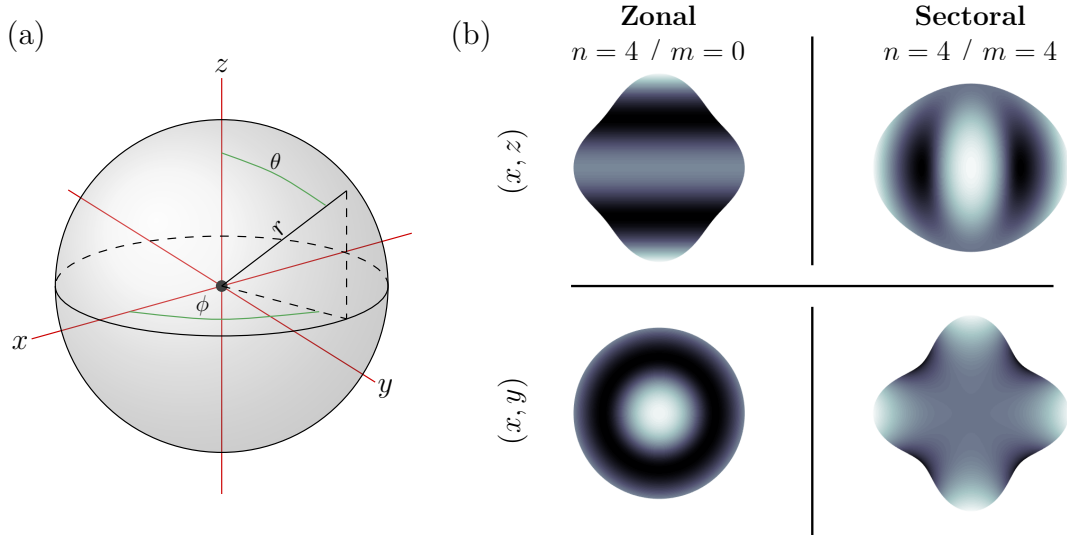


Figure 4.5 – (a) Définition des coordonnées sphériques. L'angle $\theta \in [0 - \pi]$ correspond à l'élévation et l'angle $\phi \in [0 - 2\pi]$ à l'azimut. Le paramètre r indique la distance à l'origine. (b) Comparaison des formes de deux modes, zonal et sectoral, de même degré $n = 4$. Le mode zonal est symétrique par rapport à l'axe z . Cette symétrie n'est pas présente pour le mode sectoral, qui présente une déformation aussi bien en élévation qu'azimutale.

la direction azimutale (selon ϕ) et une forme oblate dans le plan (x, z) (selon θ), régie par un polynôme de Legendre associé $P_n^n(\cos \theta)$ (voir la colonne de droite en figure 4.5(b) pour $n = 4$). Il n'est donc pas axisymétrique. En comparaison, un mode zonal ne déforme l'interface de la bulle que dans la direction (x, z) (voir la colonne de gauche en figure 4.5(b)). Pour un mode sectoral, l'oscillation modale est nulle aux pôles de la bulle selon l'axe z (soit pour $\theta = 0$), c'est-à-dire que les points repérant les hauteurs maximales et minimales en z restent fixes en tout instant.

Pour caractériser de manière exhaustive un mode sectoral, il faut donc pouvoir l'observer simultanément selon les deux plans (x, y) et (x, z) , ce qui n'est pas possible avec notre dispositif (on mesure uniquement les oscillations dans le plan (x, z)). Pour l'analyse de ces déformées particulières, on considère que les modes sectoraux sont des modes 2 axisymétriques, pour lesquels la projection du contour sur la base axisymétrique montre une composante prédominante. Notons tout de même que cette projection ne fournit pas l'amplitude exacte du mode et que le rayon au repos des bulles est légèrement sous-estimé par cette analyse, ce qui s'explique par la non-orthogonalité entre les polynômes de Legendre associés et les polynômes de Legendre (qui sont un cas particulier de ces derniers, si l'ordre du mode $m = 0$).

Origine des instabilités sectorales

L'étude expérimentale de bulles libres en oscillations non-sphériques montre que les modes déclenchés, s'ils sont stables, restent axisymétriques [25, 61]. En revanche, l'étude de bulles sur substrat montre une diversité de modes beaucoup plus diverse. Dans ce cas, c'est la présence d'une asymétrie induite par la zone de contact entre la bulle et le substrat qui permet l'expression de modes zonaux mais également de modes asymétriques sectoraux et tesseraux. La classification des différents types de modes pour ces bulles sur substrat est d'ailleurs le sujet d'études expérimentales [52] et théoriques [98] récentes.

Au sein d'un champ stationnaire quasi-isotrope, comme celui utilisé pour la mesure d'écoulement autour d'une bulle unique, il n'existe pas de direction préférentielle et les modes observés sont bien axisymétriques. Mais dans le champ bi-fréquentiel, la configuration est différente. En effet, le champ de piégeage à 1 MHz se compose de plans iso-pression successifs. Les bulles sont piégées au niveau des plans nodaux, le long desquels les contraintes qui s'appliquent sur leurs interfaces sont les plus faibles : il n'y a pas de surpression acoustique, donc pas de contraintes, au contraire des autres directions (voir figure 4.6(a)). Il existe donc deux directions préférentielles avec cette expérience utilisant le champ bi-fréquentiel : (i) l'axe joignant les centres des deux bulles (ii) les plans nodaux du champ haute-fréquence. C'est dans ce plan nodal que les modes sectoraux vont pouvoir s'exprimer.

Les calculs théoriques de seuils de déclenchement de modes de surface sont toujours développés sous l'hypothèse que ces modes en question suivent des harmoniques sphériques de degré n , sans conditions sur leur ordre m . Autrement dit, théoriquement, les modes de degré n sont dégénérés et il n'existe pas de différence sur les seuils de déclenchement de mode sectoraux ($m = 0$), zonaux ($m = n$) ou tesseraux ($m \neq n$) de même degré. Une publication récente de Fauconnier *et al.* [52], pour des bulles sur substrat, montre en revanche une légère variation des seuils en fonction de l'ordre du mode (pour un même degré n , les zones de déclenchement associés à différents ordres m sont distincts, mais dans la même gamme de taille et de pression). Qu'en est-il dans notre situation ?

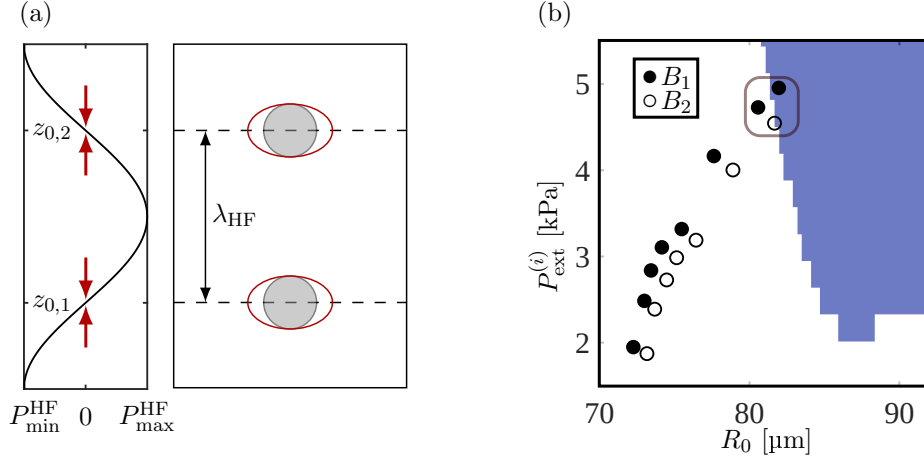


Figure 4.6 – Déclenchement de modes sectoraux. (a) Représentation schématique du champ de piégeage HF. L’absence de contrainte dans la direction des plan nodaux permet l’apparition des modes sectoraux, dont l’extension suit cet axe privilégié. (d) Évolution dans le plan (R_0, P_{ext}) des bulles, qui grossissent sous l’effet de diffusion rectifiée. Les modes, de degré $n = 4$, sont déclenchés pour les conditions attendues par la théorie de Brenner [17] (le seuil est indiqué par le fond bleu).

Regardons de plus près les conditions d’apparition de ces modes sectoraux, pour le cas étudié en figure 4.4(a). Sur la figure 4.6(b), le fond bleu indique le seuil de déclenchement du mode 4 à la fréquence $f_0 = 31.9 \text{ kHz}$, calculé d’après Brenner [17]. Sous l’effet du phénomène de diffusion rectifiée [22, 60], le rayon d’équilibre des bulles augmente au cours de la mesure. La pression P_{ext}^i , en ordonnée, est la pression totale vue par chacune des bulles, soit $P_{\text{ext}}^i = P_{\text{ac}} + P_b^j(d)$ (voir équation 4.1). Elle est estimée pour les oscillations radiales en appliquant la relation linéaire reliant cette pression excitatrice aux amplitudes d’oscillation sphérique. Les points correspondent aux mesures pour lesquelles les bulles oscillent simplement selon le mode radial, car comme nous l’avons déjà précisé, l’analyse modale des modes sectoraux induit un biais sur la mesure et ne permet pas de les positionner avec précision sur cette figure. Les modes, sectoraux et zonaux, existent uniquement lorsque les conditions de taille et de pression correspondent à la zone du mode de degré $n = 4$. D’après ces informations, il vient alors que les modes sectoraux présentés dans la figure 4.5(b) correspondent à des modes de degré $n = 4$ et d’ordre $m = 4$. Lorsque le rayon d’équilibre de la bulle augmente, ces modes transitent vers des modes zonaux de même degré. Cette transition est observée pour la majorité des cas étudiés : le mode sectoral précède le mode zonal (sauf pour $n = 6$, cas pour lequel ce type de mode n’a pas été remarqué).

Ces observations sont répertoriées en figure 4.7. On montre ici le type de mode obtenu (sectoral ou zonal), pour chaque degré $n \in [4 - 7]$, en fonction du ratio R_n/R_0 , entre le rayon de résonance du mode en question et le rayon d’équilibre de la bulle. Les modes sectoraux n’existent que pour des rayons d’équilibre inférieurs aux rayons résonants des différents modes, et les modes zonaux existent, eux, sans conditions sur la taille des bulles (il faut néanmoins que cette taille corresponde à la zone de déclenchement dudit mode). Il n’existe pas de rayon critique permettant de différencier l’existence d’un type de mode par

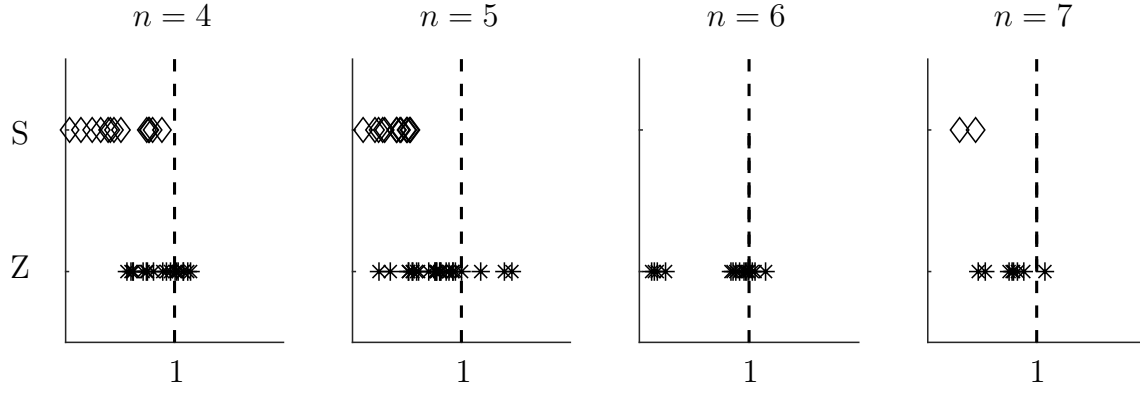


Figure 4.7 – Étude du type d'instabilité observé en fonction du rayon d'équilibre de la bulle. Les modes sectoraux ($\diamond$) et zonaux ($*$) sont représentés en fonction du ratio R_0/R_{res}^n , entre le rayon d'équilibre de la bulle et le rayon résonant du mode correspondant. Les modes sectoraux sont uniquement obtenus pour des rayons d'équilibre plus faibles que le rayon résonant, au contraire des modes zonaux qui peuvent exister sans condition dans toute la zone de déclenchement du mode.

rapport à un autre. Ces résultats indiquent que, même pour des bulles libres, les modes sont non-dégénérés comme suggéré par Fauconnier *et al.* [52].

4.2.2 Mise en évidence d'un couplage sous-harmonique

L'émission acoustique sous-harmonique est très intéressante car elle est utilisée, par exemple, comme une signature acoustique du maintien d'une activité de cavitation stable d'un nuage de bulles oscillantes [29]. Nous allons chercher à comprendre ici si cette émergence sous-harmonique peut être causée par un couplage sous-harmonique inter-bulles.

Couplage modal de bulles éloignées

Le couplage sous-harmonique est cherché sous la forme d'une émergence sous-harmonique dans le spectre d'oscillation d'une bulle sphérique positionnée dans le voisinage d'une bulle en oscillation modale paramétrique. Cette oscillation non-sphérique contribuerait au terme de forçage acoustique vue par la bulle sphérique. Il est étudié pour 4 cas sur la figure 4.8, chaque cas étant associé à des modes de surface de degré n différents. Pour chaque couple étudié la distance séparant les bulles est de l'ordre de $700\ \mu\text{m}$. Pour chaque bulle du couple, le spectre des oscillations sphériques est tracé, ainsi que celui des oscillations non-sphériques si un mode est déclenché. Les amplitudes modales sont obtenues par projection sur la base des polynômes de Legendre.

Les figures 4.8(a, b, c) correspondent respectivement à des modes zonaux de degrés $n = 3, 4, 5$ et la figure 4.8(d) à un mode sectoral de degré $n = 5$. Pour les quatre cas, le spectre des bulles sphériques montre qu'elles oscillent toujours à la fréquence d'excitation, et

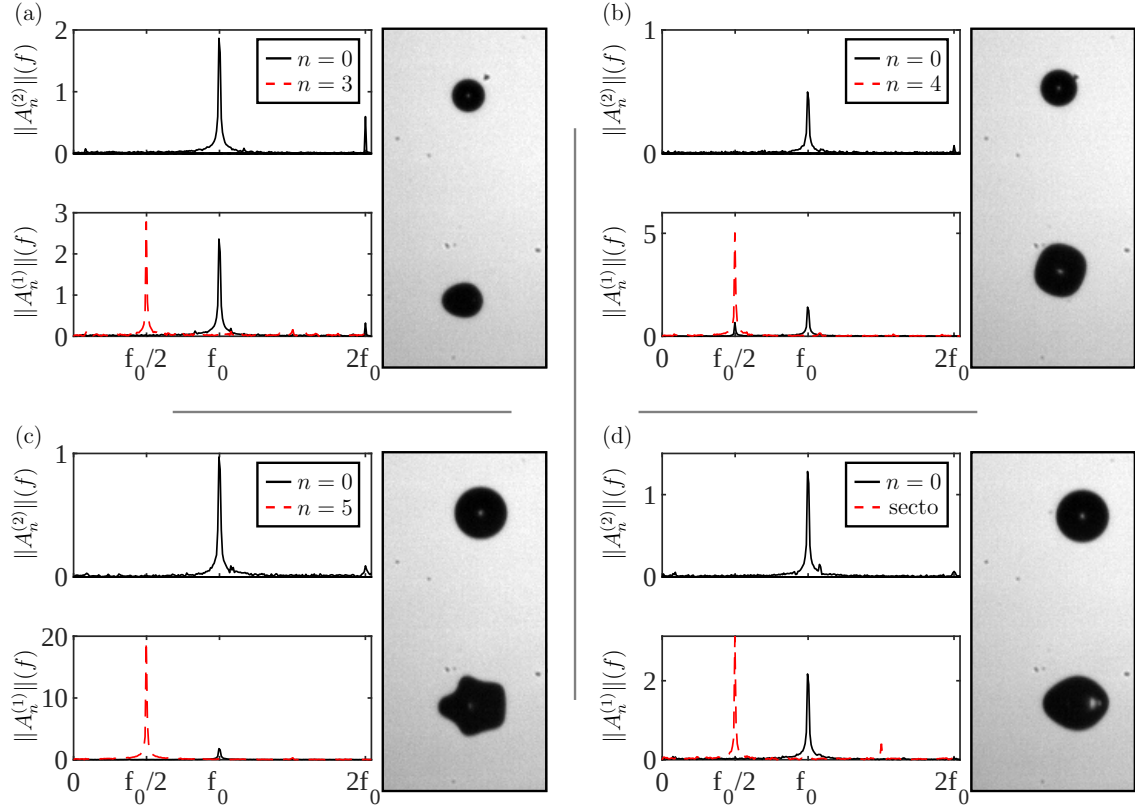


Figure 4.8 – Étude du couplage sous-harmonique pour 4 couples de bulles, dont seulement une des deux oscille selon un mode. Pour chaque sous-figure les spectres des oscillations sont tracés sur la gauche : celui des oscillations radiales est tracé en noir et celui des modes en rouge (les amplitudes sont données en micromètre). Les cas (a, b, c) montrent des modes zonaux de degrés respectifs $n = 3, 4, 5$. Le cas présenté en (d) correspond à un mode sectoral de degré $n = 5$.

pour les cas (a) et (c) au second harmonique $2f_0$. Les oscillations non-sphériques sont toutes sur leur première résonance paramétrique, donc à $f_0/2$. Aucune émergence sous-harmonique n'est visible sur le spectre des oscillations volumiques, ce qui implique qu'aucun transfert énergétique modal n'est observé pour ces différentes configurations. Une dizaine d'autre cas expérimentaux viennent appuyer ces conclusions. La décroissance rapide du champ modal (en $1/r^{n+1}$ pour un mode d'ordre n) et sa directivité semblent être des facteurs limitant pour que la pression vue par la bulle sphérique soit suffisante pour forcer son oscillation sphérique sous-harmonique. La distance inter-bulles est donc potentiellement un facteur limitant. On peut légitimement se demander si une diminution importante de cette distance pourrait permettre ce type de transfert.

Transfert sous-harmonique de bulles proches

Nous avons montré que deux bulles peuvent se rapprocher sous la condition qu'elles soient d'une taille supérieure au rayon résonant de l'excitation basse fréquence. Le couplage sous-harmonique est étudié pour ces situations. De par la taille critique des bulles, les cas présentés

ici sont limités à des modes de degrés $n > 5$. Pour les deux situations, seulement une des bulles du couple oscillera selon un mode de surface. L'autre bulle restera sphérique en tout temps.

La figure 4.9(a) présente un couple de bulles de rayons $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (138, 163)\mu\text{m}$, séparées d'une distance $d \sim 335\mu\text{m}$. Une des bulles oscille majoritairement sur un mode de degré $n = 7$, à la fréquence sous-harmonique. Au cours du temps, le mode en question peut tourner, et deux situations sont présentées : à gauche, l'axe de la déformée maximale du mode est orientée selon l'axe joignant les deux bulles; à droite, ces deux axes diffèrent. Le changement d'orientation s'opère à une échelle de temps très grande devant les oscillations (l'orientation du mode, indiquée en pointillés, reste constante lors de la mesure). La représentation suit la même structure que la figure 4.8. Lorsque l'axe de symétrie du mode correspond à l'axe joignant les centres des deux bulles, le spectre de la bulle sphérique présente une composante sous-harmonique. Elle est de faible amplitude en comparaison avec l'oscillation à f_0 ($A_0(f_0)/A_0(f_0/2) = 4$). L'absence de mode de surface sur la bulle sphérique est contrôlée par analyse modale. Il semble *a priori* qu'en plus de réduire la distance inter-bulles, l'orientation des modes doit aussi être contrôlée pour permettre un transfert énergétique.

L'autre cas, figure 4.9(b), présente un couple dont l'une des deux bulles oscille selon un mode zonal de degré $n = 6$. La distance entre les deux bulles est $d = 358\mu\text{m}$. Pour ce mode 6, comme pour tous les modes pairs, il existe au moins deux axes de symétrie. Ils sont représentés par la croix en pointillés bleus. Même lorsque l'un des axes est bien orienté vers l'autre bulle, le transfert sous-harmonique n'est pas observé. La distance inter-bulles est donc trop importante ici pour permettre le couplage.

D'après ces résultats, le couplage modal est un phénomène qui ne rentre en considération que si les bulles sont très proches, presque en contact l'une avec l'autre, et même dans ce cas, le transfert d'énergie est très faible. La complexité à obtenir la situation d'interaction forte (nouvelle position d'équilibre avec deux bulles très proche. Voir section 3.1.6) d'un couple limite le nombre de cas observés (seulement 6 couples) et ne permet pas pour le moment de généraliser ces résultats sur un plus grand nombre de mesures.

Dans un contexte d'application thérapeutique, la signature sous-harmonique d'un nuage de bulles permet d'assurer un régime de cavitation stable. Les résultats présentés dans cette section montrent qu'*a priori* la présence sur une bulle d'un mode de surface paramétrique ne permet pas un transfert significatif sur la pulsation sphérique monopolaire d'une bulle voisine, qui serait plus efficace en terme de rayonnement acoustique. Ainsi, pour les faibles amplitudes de pression utilisées ici, on peut affirmer que la signature sous-harmonique du nuage n'est pas amplifiée par couplage inter-bulles.

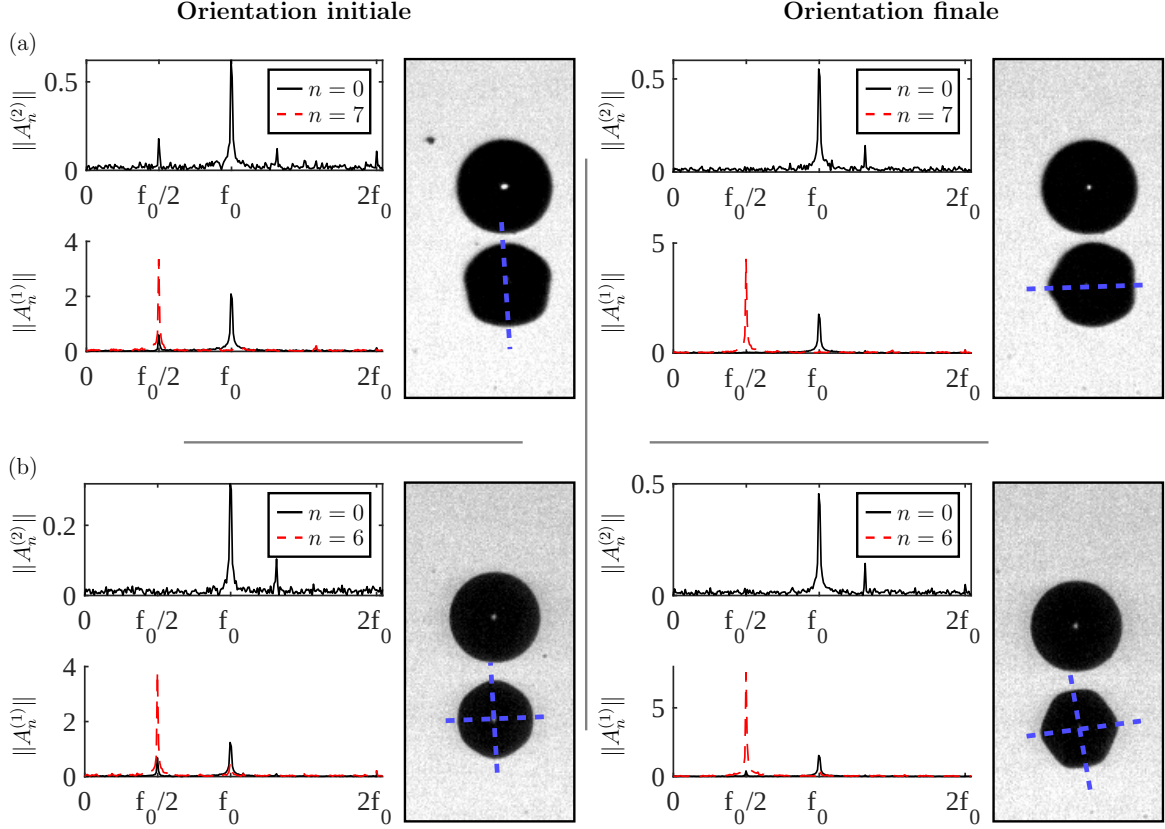


Figure 4.9 – Étude du couplage sous-harmonique pour des bulles proches. (a) La distance entre les deux bulles est $d \sim 335 \mu\text{m}$. Une seule bulle oscille selon un mode de degré $n = 7$. L'axe de symétrie des oscillations est indiqué par les pointillés bleus. Une émergence sous-harmonique est observée au niveau de la bulle sphérique uniquement lorsque cet axe est aligné avec l'axe de rencontre des deux bulles. (b) Les deux bulles sont séparées de $d \sim 358 \mu\text{m}$ et l'une des deux oscille selon un mode 6.

4.3 Bulles rebondissantes et excitation non paramétrique d'un mode

Pour déclencher un mode non-sphérique sur l'interface d'une bulle par effets paramétriques, il faut combiner deux conditions sur la taille et sur l'amplitude de pression d'excitation. Dans ce chapitre, nous avons montré que la présence d'une autre bulle peut influencer ce déclenchement, par le biais d'interférences constructives et destructives des champs de pression induits par les oscillations radiales de bulles avec le champ extérieur. Nous montrons dans cette section que, dans le cas d'un couple de bulles en quasi-contact, un déclenchement non-paramétrique de mode peut être observé, menant au rebond des deux bulles entre elles.

4.3.1 Étude du rebond

Le rebond d'une bulle dans la littérature

Lorsqu'une bulle remonte dans un liquide et qu'elle impacte une surface libre (interface air-eau par exemple), elle peut rebondir. L'existence ou non de ce rebond dépend de la taille de la bulle et nécessite une vitesse d'approche importante (de l'ordre du $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$). Lorsqu'elle impacte la surface libre, un film fluide sépare toujours la bulle de la surface. Si ce film n'est pas rompu (ou drainé), la bulle ne coalesce pas avec la surface libre. Cette dernière se déforme puis redonne une partie de l'énergie à la bulle, qui est repoussée dans le fluide. Ce mouvement de rebond s'amortit par dissipation d'énergie, puis, finalement le film fluide séparant les deux interfaces est rompu et la bulle coalesce avec la surface libre [154]. Si la surface libre oscille, le rebond de la bulle peut en revanche être entretenu [155]. Le régime permanent du rebond s'effectue à la fréquence sous-harmonique de l'oscillation de la surface. Lors de l'impact, les bulles se déforment mais la dynamique de leur interface après cet impact n'est pas celle d'une bulle forcée acoustiquement : les oscillations sont amorties (régime libre) jusqu'au prochain impact. Le même type de comportement a été observé par Couder *et al.* [30] pour des gouttes rebondissantes sur un lit vibrant. Ces gouttes, appelées marcheurs, peuvent alors se déplacer sur la surface du liquide par échange d'énergie entre la goutte et les instabilités de Faraday qu'elles génèrent lors de l'impact sur la surface.

Le rebond entre deux bulles est régi par les mêmes phénomènes. Si les deux bulles effectuent un mouvement d'approche, alors Chesters et Hofman [20] ont montré que les bulles rebondissent si elles se rapprochent avec une vitesse suffisamment importante. Sinon, elles coalescent. Ces conclusions sont en accord avec les observations antérieures de Kirpatrick et Lockett [78]. Duineveld [46] a quantifié cette possibilité de rebond par l'utilisation du nombre de Weber

$$\text{We} = \frac{\rho V^2 R_{eq}}{\sigma}, \quad (4.2)$$

où ρ est la masse volumique du fluide, σ la tension de surface, V la vitesse d'approche des bulles et R_{eq} le rayon équivalent du couple de bulles. Pour des bulles millimétriques, si $\text{We} > 0.18$ les bulles rebondissent avant de coalescer par la suite. Pour des nombres de Weber plus importants (typiquement $\text{We} \sim 2$), le rebond est suffisant pour éloigner les bulles et éviter une coalescence ultérieure. Dans le cas de bulles oscillant dans un champ ultrasonore, le déplacement périodique des interfaces contribue également à la possibilité de rebond, comme montré par Postema *et al.* [118], pour des agents de contraste ultrasonore. Jiao *et al.* [72] montrent que, pour des couples de bulles oscillantes au sein d'un champ stationnaire, la possibilité de rebond est également fortement corrélée aux rayons d'équilibre des bulles (des rayons plus importants impliquent un rebond plus important). Dans cette étude, la présence de modes de surface est remarquée mais n'a pas fait l'objet d'une étude spécifique.

Observation du rebond pour deux bulles initialement stables

On présente en figure 4.10 une mesure du rebond entre deux bulles, dans des conditions différentes de celles étudiées dans la littérature. Le couple de bulles n'effectue pas un mouvement d'approche rapide, mais est maintenu en quasi-contact dans le champ HF. Les bulles, de rayons $R_{0,1} = 150 \mu\text{m}$ et $R_{0,2} = 170 \mu\text{m}$, sont initialement stables (le paramètre $L = \frac{d}{R_{0,1} + R_{0,2}}$ est constant). La bulle du bas oscille selon un mode zonal d'ordre $n = 7$ et la bulle du haut est en régime purement radial, même si son interface est légèrement déformée par la présence de la bulle voisine. Elles amorcent, après une période de transition ($t \in [18 - 38]\text{ms}$), un mouvement de rebond basse fréquence ($f_{reb} = 853 \pm 7\text{Hz}$), de $30 \mu\text{m}$ d'amplitude. La vitesse d'approche des bulles ne dépasse pas $v = 30 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, soit un nombre de Weber $We \sim 0.002$.

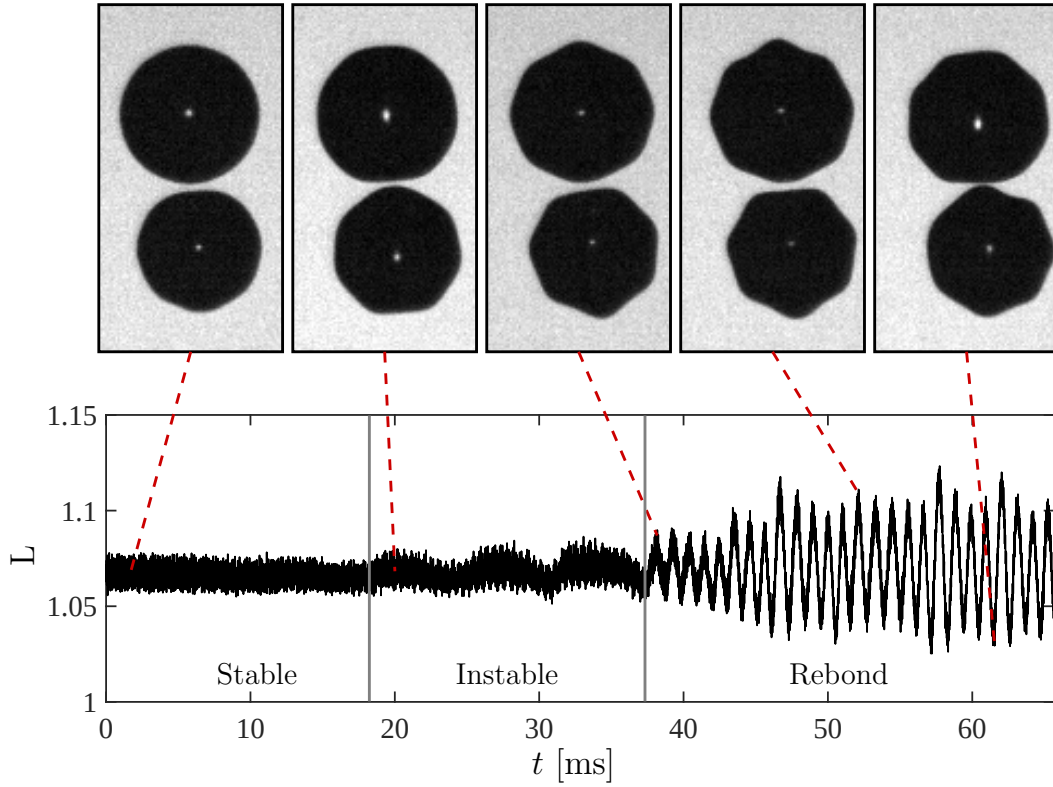


Figure 4.10 – Observation de la mise en place d'un rebond entre deux bulles oscillantes, piégées autour d'un nœud de pression du champ HF. La bulle du bas oscille selon un mode zonal de degré $n = 7$ et la bulle du haut est initialement sphérique. La distance séparant les bulles est initialement fixe, puis un mouvement de translation ($t \sim 40 \text{ ms}$) se met en place, à une fréquence $f_{reb} = 853 \pm 7 \text{ Hz}$. L'incertitude sur la mesure est définie comme la moitié du pas fréquentiel de la transformée de Fourier discrète.

Pour déclencher le rebond, la littérature nous dit qu'il faut que les bulles soient dans un mouvement d'approche rapide. Lors de l'impact, la déformation des interfaces est suffisante, si le film fluide n'est pas rompu, pour que l'énergie de déformation fasse se repousser par la suite les deux bulles. Ici, la vitesse d'approche des bulles n'est pas suffisante pour expliquer le rebond ($We \sim 0.002 \ll 2$). En se concentrant uniquement sur une période du rebond (voir

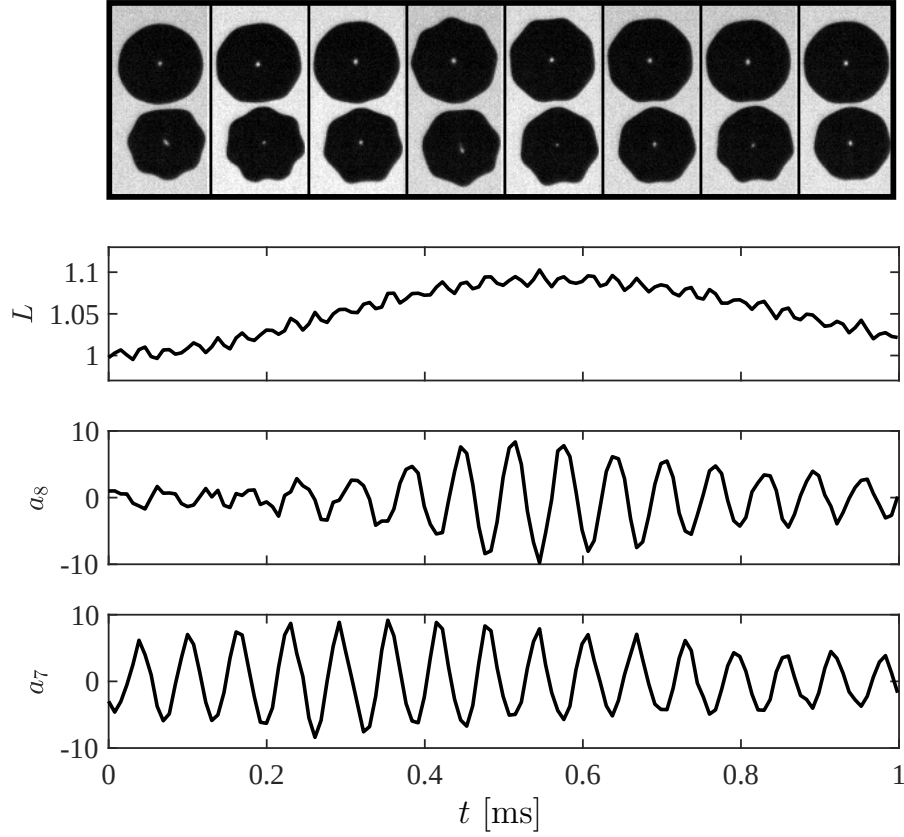


Figure 4.11 – Observation sur une période de rebond du couple de bulles. Initialement les bulles sont le plus rapprochées et la bulle du bas impacte la bulle du haut. Après plusieurs excitations ($t \sim 0.2$ ms), un mode d'ordre 8 se met en place et les bulles s'éloignent. Finalement, elles se rapprochent lorsque ce mode s'atténue.

figure 4.11, on remarque l'apparition d'un mode de degré $n = 8$ au niveau de l'interface de la bulle du haut, après plusieurs “impacts” de la bulle du bas sur son interface, coïncidant avec le déclenchement du rebond. Notons que le mode 7 sur la bulle 1 reste de grande amplitude. Il semble que la combinaison des deux modes induisent des déformations suffisantes pour permettre le rebond, même dans le cas de bulles initialement stables. Lorsque le mode est atténué, les bulles se rapprochent. Notons également que, pour deux bulles proches mais sphériques (par exemple le cas étudié en section 3.1.6), le rebond basse fréquence n'est pas observé.

La mise en évidence de ce rebond est intéressante pour comprendre les différents mécanismes agissant au sein d'un ensemble de bulles. Par exemple, si les bulles sont initialement au repos, ou avec une vitesse relative nulle (par exemple au sein d'un écoulement uniforme), le déclenchement de modes de surface peut empêcher la coalescence des bulles, et induire par le rebond des déplacements menant à de multiples collisions. De nouvelles expériences sont à envisager, afin de quantifier ce rebond (amplitude, fréquence), en fonction de la taille des bulles étudiées et donc des modes déclenchés.

4.3.2 Excitation non-paramétrique d'un mode de surface

Déclenchement d'un mode par une excitation périodique ponctuelle

Dans la littérature, le déclenchement d'instabilité de surface au niveau de l'interface d'une bulle est toujours expliqué par l'excitation paramétrique de ce mode. Il faut, pour une fréquence donnée, franchir un seuil qui dépend de la taille de la bulle et de l'amplitude du champ de pression d'excitation. On montre ici que le déclenchement d'un mode peut survenir en deçà dudit seuil, par une excitation périodique quasi-ponctuelle de son interface.

Concentrons-nous uniquement sur la bulle 2 de la figure 4.11. Les seuils de pression pour le déclenchement des modes observés (soient ici les modes 7 et 8) sont donnés en figure 4.12(a). La pression nécessaire au déclenchement du mode 8, correspondant à la taille de la bulle 2, est supérieure de 1.7 kPa à celle qui permet le déclenchement du mode 7 sur la bulle 1. Le mode 8 ne peut donc pas s'exprimer seul.

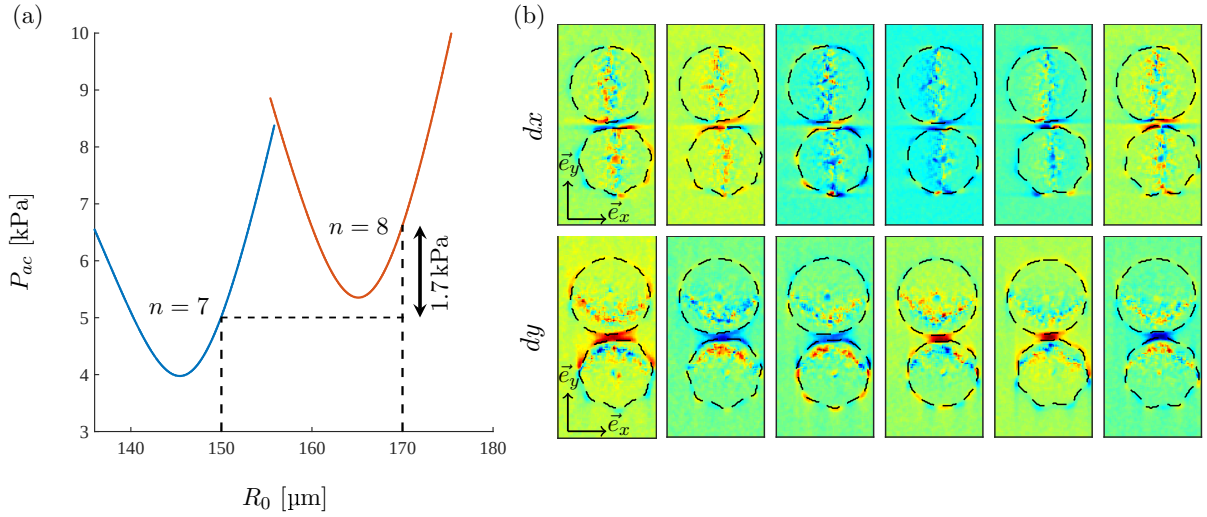


Figure 4.12 – Étude du déclenchement non-paramétrique d'un mode d'ordre $n = 8$. (a) Les seuils de déclenchement associés à chaque bulle du couple ($n = 7$ pour la bulle du bas et $n = 8$ pour celle du haut) montrent que la pression n'est pas suffisante pour le déclenchement paramétrique d'un mode 8 (la différence de pression entre les deux seuils vaut 1.7 kPa). (b) Exemple de traitement sur une période d'oscillation par la méthode de *phase tracking*. Les valeurs de déplacement sont mesurées au niveau de l'interface de la bulle (ligne pointillée).

A priori, c'est l'excitation périodique et ponctuelle de la bulle oscillant sphériquement par les oscillations non-sphérique de la bulle voisine qui permet l'excitation et la propagation d'une onde capillaire sur son interface. Un traitement en deux étapes est réalisé pour analyser ces ondes capillaires. Tout d'abord, une analyse par *phase tracking* de l'enregistrement permet de suivre le déplacement de cette onde au niveau de l'interface de la bulle. Ce type de traitement est notamment utilisé en élastographie pour suivre la propagation d'onde de cisaillement. Le traitement utilisé ici est implémenté en appliquant une transformation de Hilbert sur le signal temporel, puis en calculant la différence de phase entre deux images

successives. Plus de détails sur cette méthode peuvent être trouvés dans une publication de Zorgani *et al.* [156]. Un exemple de traitement est montré en figure 4.12(b). L'algorithme permet de différencier la propagation dans les deux directions cartésiennes x (en haut) et y (en bas). La valeur de ce déplacement est extraite au niveau de l'interface de la bulle (voir les contours en pointillés en figure 4.12(b)), puis projetée dans la direction $\vec{e}_\theta$, orthogonale à l'interface de la bulle (l'origine de la base $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est définie au centre de la bulle). Les amplitudes de déplacement obtenues avec ce traitement ne correspondent pas à des valeurs physiques. Ensuite, l'évolution temporelle du déplacement de l'interface est représentée, en fonction de la coordonnée θ , en figure 4.13(a). On remarque ici deux caractéristiques : le mouvement d'oscillation sphérique à la fréquence f_0 (nuance de couleur uniforme dans la direction verticale oscillant dans le temps) et la déformation à la fréquence sous-harmonique $f_0/2$ en $\theta = \pi/2$, due à l'impact de la bulle en mode. On peut suivre le front d'onde qui se propage à partir du point d'impact. Pour isoler ce phénomène, on applique pour chaque ligne de la matrice de déplacement un filtre passe-bas de fréquence de coupure $f = 20$ kHz. Ce résultat est donné en figure 4.13(b). On voit ici que des ondes se propagent dans les deux directions (vers les θ positifs ou négatifs) sur l'interface jusqu'à $t \sim 0.4$ ms. Ensuite, un régime stationnaire, caractéristique d'un mode de surface, est observé sur $t \in [0.4 - 0.8]$ ms, période pendant laquelle les bulles s'éloignent (voir figure 4.11). Le forçage n'étant plus effectif pour de telles distances de séparation, les ondes s'atténuent et le mode disparaît.

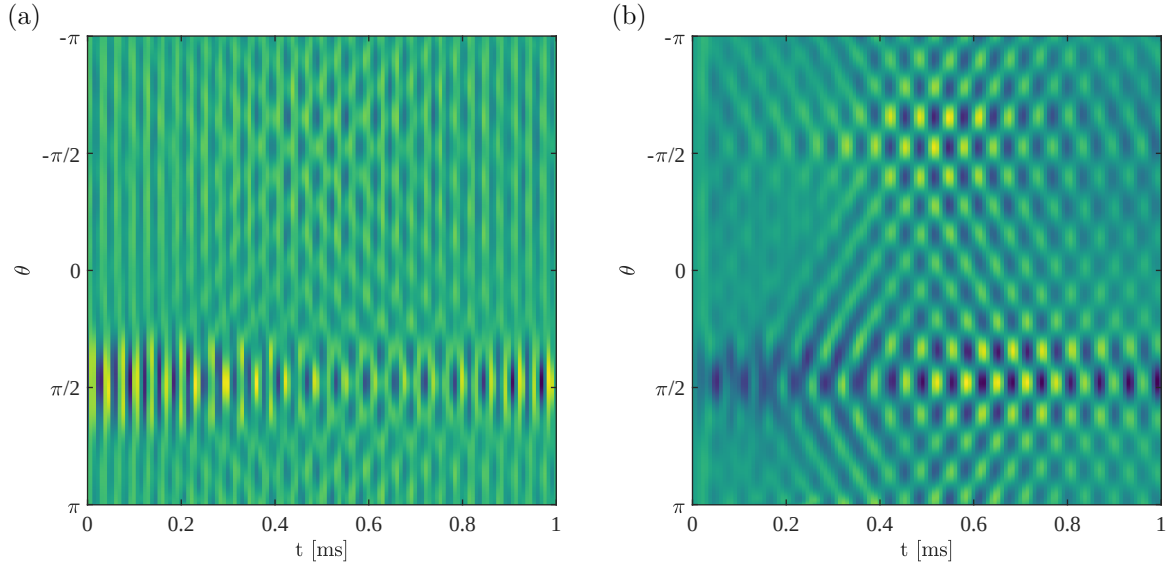


Figure 4.13 – Évolution temporelle des déplacements tangentiels de l'interface de la bulle 2 du cas étudié en figure 4.11. (a) Déplacements obtenus par l'analyse de *phase tracking* [156], montrée en figure 4.12. (b) Déplacement obtenus après un filtrage passe-bas.

Mesure de la vitesse de phase de l'onde capillaire

La vitesse de phase de l'onde propagative générée à chaque impact est quantifiée par la mesure de temps de vol de différents fronts d'ondes sur la figure 4.13(b), telle que : $v_{ph} = \frac{R_0 \Delta_\theta}{\Delta_t} = 1.9 \pm 0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette vitesse de phase est donnée théoriquement pour des ondes capillaires par la relation de dispersion

$$v_{ph}^{th} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_g + \rho_f} \frac{2\pi}{\lambda_c}}, \quad (4.3)$$

où σ est la tension de surface, ρ_g et ρ_f les masses volumiques de l'air et de l'eau et λ_c la longueur d'onde de cette onde capillaire. Comme la bulle oscille selon un mode d'ordre $n = 8$, on définit $\lambda_c = \Pi/8$, avec Π le périmètre au repos de la bulle. On trouve alors une valeur $v_{ph}^{th} = 1.85 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, en très bon accord avec la mesure.

Ce résultat indique qu'une onde capillaire parcourt le contour de la bulle à une fréquence $f = \frac{2\pi R_0}{v_{ph}} = 1780 \pm 50 \text{ Hz}$. On remarque ici que cette fréquence caractéristique correspond à un facteur 2 près à la fréquence du rebond entre les bulles ($f_{reb} = 853 \pm 7 \text{ Hz}$). Le comportement sous-harmonique du rebond pourrait être lié à cette fréquence, mais les mécanismes sous-jacents ne sont pas encore compris. Il faudrait pour cela des résultats supplémentaires de bulles en rebond avec des tailles différentes, et donc des modes d'ordre différents, que nous n'avons pas à notre disposition pour le moment.

Analogie avec la corde de Melde

Une fois déplié, le contour de la bulle impactée (figure 4.14(a)) peut être vu comme une corde vibrante ((figure 4.14(b)), ou corde de Melde, dont les extrémités sont liées par continuité : les déplacements doivent être égaux à chaque extrémité de corde. Une simulation numérique sous Matlab est proposée afin de vérifier cette analogie. L'équation des cordes vibrantes (ou équation de D'Alembert) est résolue par un schéma numérique à différences finies. En prenant en compte l'atténuation, cette équation s'écrit

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - h \frac{\partial u}{\partial t} = F(x, t), \quad (4.4)$$

avec u le déplacement, h le coefficient d'atténuation et $F(x, t)$ la force excitatrice. En utilisant les paramètres de la bulle, on obtient la matrice de déplacement donnée en figure 4.14(c). Les résultats montrent une très grande similitude avec les déplacements mesurés sur la bulle (figure 4.13(b)). Lorsque les ondes se combinent, un mode d'ordre 8 apparaît sur la corde. Ce mode est entretenu car le forçage est constant, contrairement à l'expérience où il est modulé par la distance inter-bulles variable.

Nous montrons ici qu'il est possible de déclencher un mode au niveau de l'interface d'une

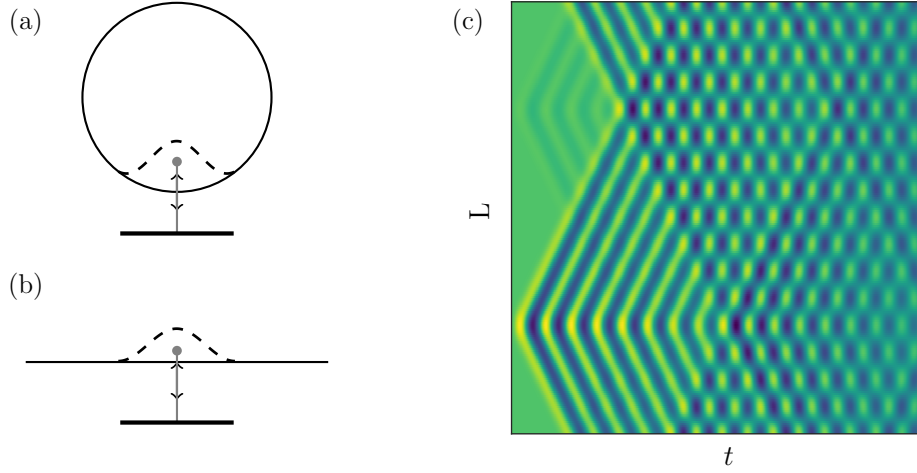


Figure 4.14 – Analogie entre une bulle et une corde vibrante. (a, b) Représentation schématique du cas de la bulle excitée ponctuellement et de la corde vibrante équivalente. (c) Carte des déplacements, obtenue par résolution numérique de l'équation 4.4, avec les paramètres physiques de la bulle (taille, vitesse de propagation). Les résultats montrent une très grande similitude avec les résultats présentés en figure 4.13(b).

bulle autrement que par excitation paramétrique. Il faut pour cela que la bulle soit d'un rayon correspondant au mode voulu. La bulle peut alors être vue comme une corde vibrante d'extrémités libres, dont la longueur correspond au périmètre de la bulle. Ce résultat indique que pour des nuages de bulles denses, si la coalescence entre les bulles est évitée, l'interaction entre les bulles peut mener à une activité modale plus importante, et par extension à un signal sous-harmonique plus important.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le couplage acoustique pour un couple de bulles, de taille différentes et séparées par une distance variable. Le couplage par les oscillations sphériques est étudié et montre un très bon accord avec les prédictions théoriques. Il peut être constructif, si les bulles oscillent en phase avec le champ d'excitation extérieur ($(R_{0,1}, R_{0,2}) < R_{res}$), ou destructif si elles sont en opposition de phase avec ce dernier ($(R_{0,1}, R_{0,2}) > R_{res}$). On montre ici que le choix de la fréquence est un facteur clef pour optimiser la réponse d'un ensemble de bulles de tailles données. Ce résultat est confirmé par un cas particulier de deux bulles déphasées pour lesquelles la distance les séparant varie périodiquement dans le temps. Les interférences jouent sur la pression totale vue par les bulles de telle sorte que les modes peuvent être déclenchés ou s'atténuer en fonction de la distance.

La présence de modes de surface agit sur ce couplage seulement pour des distances de séparation très faibles ($d \sim R_{0,1} + R_{0,2}$). Les résultats montrent également la dépendance

du transfert sous-harmonique par rapport à l'axe de symétrie de la bulle non-sphérique. Si cet axe correspond à l'axe de rencontre des bulles, il peut mener à une émergence sous-harmonique dans le spectre de la bulle avoisinante. Ces résultats nécessitent néanmoins plus de données pour pouvoir généraliser les observations.

Finalement, à la fin de ce chapitre, nous nous sommes intéressés au rebond d'un couple de bulles et au déclenchement non-paramétrique de modes de surface. Le rebond est permis par la présence de modes sur les deux bulles. Il semble au premier abord que la fréquence du mouvement global soit reliée au temps de propagation des ondes le long de l'interface de la bulle. L'étude d'autres cas, pour des modes d'ordres différents, pourrait permettre de confirmer cette relation.

L'excitation non-paramétrique d'un mode de surface sur une bulle est montrée pour la première fois, à notre connaissance. Une bulle en mode impacte la surface d'une bulle initialement sphérique. Après plusieurs collisions, un mode d'ordre 8 apparaît sur l'interface de la bulle (le mode attendu pour la bulle en question). La pression d'excitation n'étant pas suffisante, c'est bien l'excitation ponctuelle qui est la source de ce mode. Une analogie avec la corde de Melde permet de comprendre ce mécanisme. Les ondes progressives et rétrogrades générées au point d'impact se combinent et la bulle entre en résonance. Lorsque la distance entre les deux bulles s'accroît, le forçage diminue et ce mode s'atténue. Ce phénomène peut être intéressant au cœur de nuages de bulles denses, car il faciliterait la mise en place d'écoulements plus importants, et pourrait permettre d'éviter la coalescence.

Microstreaming d'un couple de bulles

Alors que le second chapitre de cette thèse présente les signatures de *microstreaming*, expérimentales et théoriques, d'une bulle unique oscillant selon différents modes, les deux chapitres suivants sont centrés sur l'interaction acoustique entre deux bulles oscillantes. Naturellement, dans ce dernier chapitre, nous allons nous intéresser au *microstreaming* généré par un couple de bulles en interaction.

Il existe aujourd'hui peu de données expérimentales de *microstreaming* généré par un couple, ou plusieurs bulles. Les problèmes majeurs rencontrés pour ces expériences sont la nature tri-dimensionnelle du phénomène et la difficulté de contrôler précisément la position des bulles dans l'espace. La stabilité des bulles est assurée expérimentalement en utilisant soit des bulles sur substrat [14, 114, 139] (avec la présence seule de modes sphériques ou de translations dans ces études), soit des bulles aplaties (ou *pancake-like bubbles*) maintenues entre les deux parois de micro-canaux [102] ou encore des matrices de bulles en armures [9, 135], légèrement écartées des parois en étant fixées sur des supports solides de quelques micromètres. Les écoulements induits par des modes axisymétriques de bulles libres, tels que considérés dans cette thèse, n'ont pas fait l'objet jusqu'ici d'études expérimentales.

D'un autre côté, très peu d'approches théoriques ont tenté de modéliser ce phénomène. Wang et Chen [147], ont développé un modèle qui permet de calculer le *microstreaming* d'une paire de bulles, dont chacune d'elles peut osciller de manière sphérique et se translater autour de sa position d'équilibre. Les hypothèses de calcul imposent que les résultats soient valides uniquement pour des bulles séparées par de grandes distances ($d \gg R_0$). Comme pour les théories classiques de *microstreaming*, les effets de la viscosité dans cette théorie sont considérés uniquement dans une couche limite visqueuse, et l'écoulement s'étend ensuite à tout le volume extérieur à cette couche. Une théorie plus complète (sans restriction sur la distance inter-bulles), qui ne considère également que les modes sphériques et de translation, a été développée par Doinikov *et al* [43]. Pour cette théorie, comme pour la théorie présentée dans le deuxième chapitre de cette thèse, la restriction sur l'épaisseur de la couche limite

visqueuse n'est pas limitante.

Dans ce chapitre, nous étudions le *microstreaming* généré par un couple de bulles libres. Pour cela, on utilise le dispositif expérimental présenté en section 3.1.1, étendu à la mesure d'écoulements par vélocimétrie laser. Après avoir introduit brièvement l'expérience, différents résultats seront présentés et corrélés à la dynamique sphérique et non-sphérique des bulles. On remarquera que le dispositif expérimental permet également d'obtenir des motifs particuliers de rotation, indépendants des oscillations des bulles.

5.1 Rappel sur le dispositif expérimental

Le banc expérimental dédié à la mesure des écoulements produits par un couple de bulles est schématisé en figure 5.1. Les bulles sont injectées dans la cuve, par l'envoi d'air au travers d'un capillaire (voir section 3.1.1). Le train de bulles ainsi créé est piégé dans un champ stationnaire à 1 MHz, puis seulement deux bulles, situées sur deux nœuds consécutifs du champ de piégeage, sont retenues pour la série de mesures. Les oscillations sont forcées à l'aide d'un transducteur basse fréquence à 31.9 kHz et enregistrées avec une caméra à haute cadence. Le franchissement du seuil d'instabilité est obtenu par une augmentation progressive de l'amplitude du champ d'excitation.

La mesure de l'écoulement est analogue à celle présentée dans le chapitre 2. Des particules fluorescentes sont mélangées dans l'eau, puis éclairées dans le plan focal de la caméra à l'aide d'une nappe laser (figure 5.1(b)). La cadence de mesure est adaptée à la vitesse de l'écoulement, beaucoup plus faible que celle des oscillations. La stabilité en orientation des oscillations, permise par la méthode de coalescence dans le cas à une bulle, est plus compliquée à assurer ici. Un motif d'écoulement sera associé à la dynamique des bulles, mesurée de manière quasi-simultanée.

5.2 *Microstreaming* d'un couple de bulles sphériques

5.2.1 Les causes possibles du *microstreaming* d'un couple de bulles en oscillations radiales

La mesure des écoulements pour le cas de la bulle unique, maintenue loin de toute paroi, a mis en évidence que les oscillations purement radiales ne permettent pas la mise en place de *microstreaming*. Mais ici, la situation est différente. La présence d'une autre bulle peut être à l'origine de trois phénomènes distincts, qui rendent le couple de bulles sphériques source d'écoulement.

Premièrement, le champ de pression de chacune des bulles peut permettre la mise en place d'une translations, à la fréquence de leurs oscillations radiales. Ce phénomène est prédit par exemple dans la théorie de Doinikov [42] (voir figure 2 de cet article). Si les

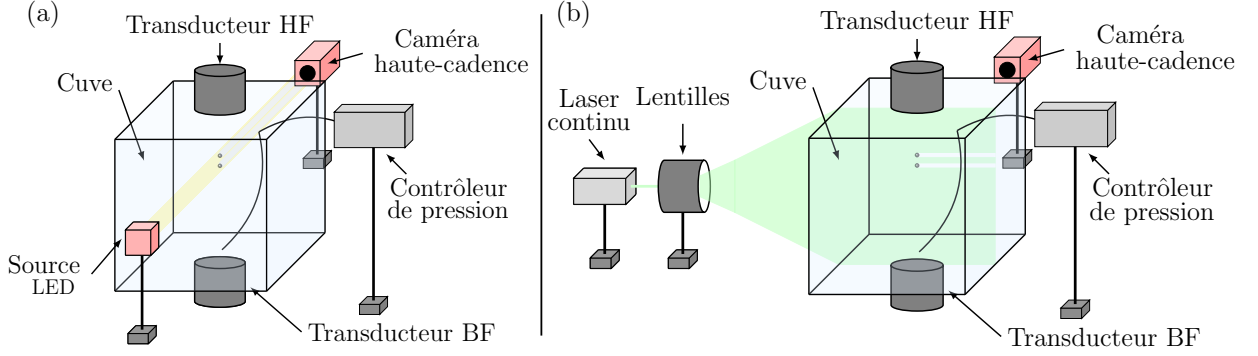


Figure 5.1 – Schéma du dispositif expérimental dédié à la mesure d'écoulements générés par un couple de bulles. (a) Les bulles sont créées par l'envoi d'air pressurisé dans un capillaire puis piégées dans un champ stationnaire à 1 MHz. Les oscillations sont forcées par un second transducteur, accordé à 31.9 kHz, et mesurées avec une caméra à haute fréquence d'acquisition (130 kfps). (b) Des particules fluorescentes sont mélangées dans le milieu puis éclairées à l'aide d'une nappe laser. L'écoulement est mesuré à plus faible cadence (~ 1000 fps) avec la même caméra.

deux bulles oscillent en phase, elles vont s'écarter pendant la phase d'expansion des oscillations et se rapprocher pendant la phase de contraction. Puisque les deux bulles ne sont pas piégées, elles amorcent également un mouvement plus lent de rapprochement dû à la force de Bjerknes secondaire. Ces bulles en translation peuvent, comme nous l'avons montré dans le deuxième chapitre, générer un écoulement induit par les deux interactions $0 - 1$ (entre le mode sphérique et le mode de translation) et $1 - 1$ (par le mode de translation lui-même). Cette situation est illustrée en figure 5.2(a) avec les motifs de *microstreaming* attendus.

La seconde cause de l'apparition d'un *microstreaming* pour deux bulles en oscillations sphériques est la diffusion du champ acoustique propre de chaque bulle, par l'interface de la bulle voisine. Une illustration de ce phénomène est montrée en figure 5.2(b). L'isotropie du champ de la bulle unique sphérique est brisée, et le champ total produit par chacune des bulles se décompose alors en deux parties, le rayonnement propre, dû aux oscillations sphériques, et le champ diffus (front d'onde déformé) dû à la diffusion de ce champ propre sur l'interface de la bulle voisine. Plus de détails sur la mise en équation de ce phénomène peuvent être retrouvés dans la publication de Doinikov et Zavtrak [35]. Plus les bulles sont proches et plus cet effet prend de l'importance. Le motif de *microstreaming* attendu n'est pas clair pour cette situation, mais les vitesses d'écoulement seraient plus faibles que celles obtenues par les modes paramétriques, dont le rayonnement acoustique est plus important que celui de l'effet de diffusion. Dans nos expériences, on peut s'attendre à observer de tels effets lorsque les bulles sont très proches. C'est le cas, par exemple, si elles sont positionnées de part et d'autre d'un point de piégeage du champ HF, comme montré en section 3.1.6.

Théoriquement, les bulles peuvent également être source d'écoulements si elles sont en opposition de phase. Dans ce cas, le potentiel acoustique associé à ces deux bulles est

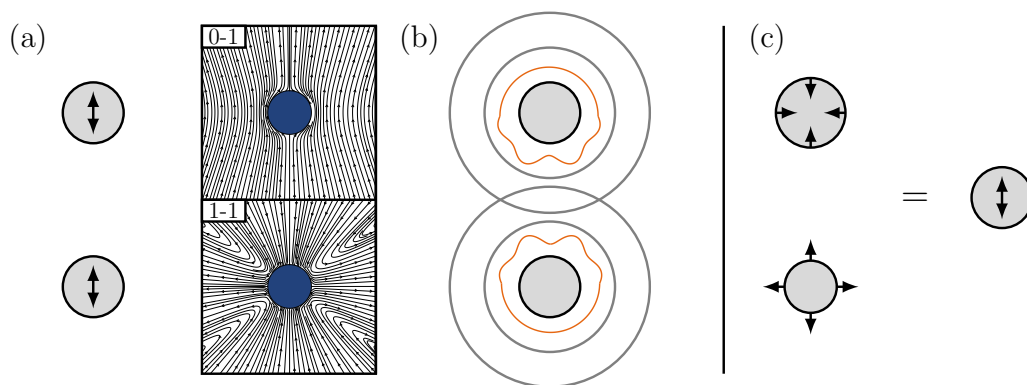


Figure 5.2 – Illustrations des phénomènes possibles théoriquement quant à la mise en place d'un *microstreaming* par un couple de bulles sphériques. (a) Translation à l'échelle de temps acoustique forcée par le champ de pression individuel de chaque bulle. Les deux motifs attendus par la théorie pour une bulle unique (interaction 0 – 1 et 1 – 1) sont donnés sur la droite. (b) Diffusion de l'onde acoustique primaire (cercles gris) sur l'interface des bulles, qui crée un champ secondaire modal plus faible (orange). (c) Deux bulles en opposition de phase qui génèrent le même potentiel acoustique qu'une bulle seule en translation.

similaire à celui d'un dipôle. Or ce champ dipolaire correspond également à la situation d'une bulle unique, en translation autour d'une position d'équilibre (figure 5.2(c)). Autrement dit, pour deux bulles en opposition de phase, on peut s'attendre à obtenir le motif de *microstreaming* associé à l'interaction 1 – 1, c'est-à-dire un écoulement en forme de croix autour des bulles (voir figure 5.2(a)). Notons tout-de-même que, pour obtenir la situation théorique du dipôle, il faudrait que les deux bulles soient d'une taille identique, ce qui n'est pas possible expérimentalement car deux bulles proches et de même taille oscillent forcément en phase.

5.2.2 Cas des oscillations radiales en phase

Distance inter-bulles élevée

Commençons par le cas de deux bulles oscillant en phase. Deux résultats sont présentés sur la figure 5.3. Le premier cas (figure 5.3(a, b, c)) considère deux bulles d'un rayon similaire ($(R_{0,1}, R_{0,2}) \sim 94 \mu\text{m}$) qui oscillent avec une amplitude radiale d'environ $2 \mu\text{m}$. Les bulles sont séparées d'une distance $d = 650 \mu\text{m}$. Une photographie de leurs oscillations est montrée en figure 5.3(a) et l'écoulement associé, obtenu sous ImageJ, en figure 5.3(b). Les oscillations des bulles, en phase, avant et après l'enregistrement, sont données en figure 5.3(c). Elles n'effectuent pas de mouvement de translation et aucun écoulement n'est observé. Les faibles déplacements de particules qui apparaissent ici correspondent à un écoulement moyen, inhérent à la mesure, possiblement généré par la force de radiation primaire du champ HF qui génère un écoulement de *streaming* acoustique [94], ou par un effet de convection thermique induit par l'échauffement dû à la nappe laser. Deux bulles oscillant en phase et éloignées d'une distance de plusieurs fois leur rayon d'équilibre ne produisent pas d'écoulement, ou tout du moins cet écoulement est trop faible pour être observé ici.

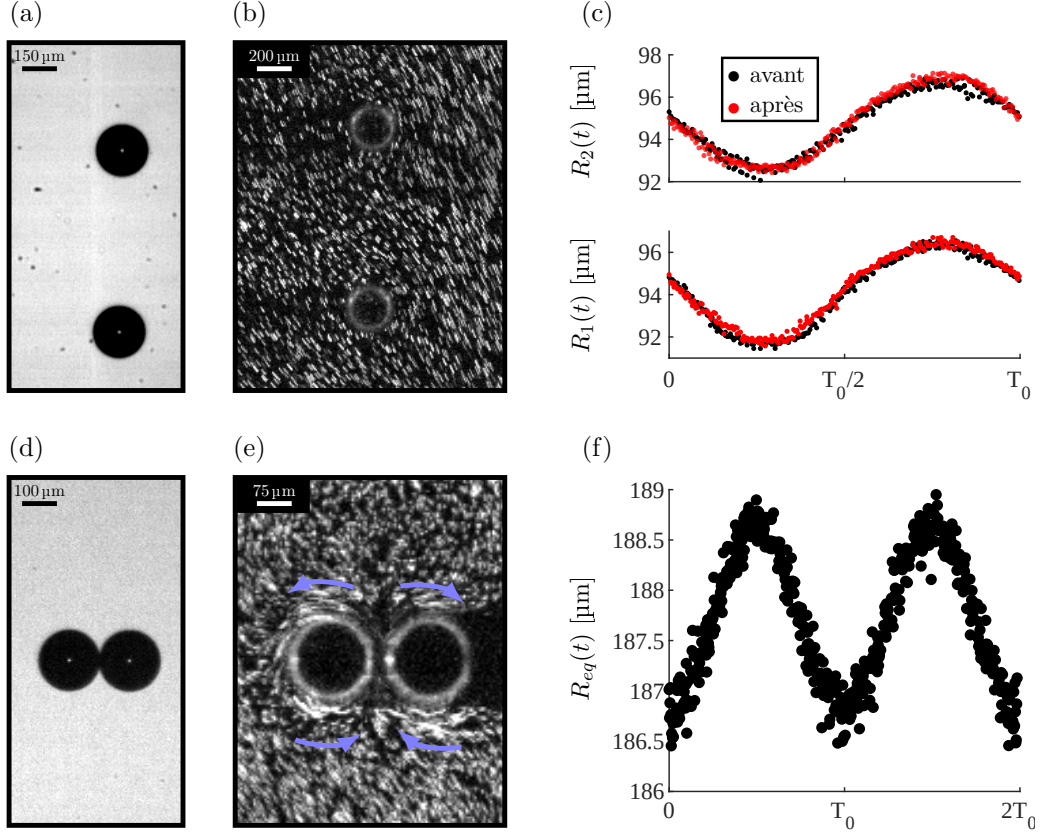


Figure 5.3 – *Microstreaming* d'un couple de bulles sphériques, oscillant en phase. (a, b, c) Les deux bulles sont similaires et séparées de $d = 650 \mu\text{m}$. Les oscillations restent identiques, avant et après la mesure de l'écoulement. Aucun écoulement n'est observé. (d, e, f) Cas de deux bulles en contact qui génèrent des écoulements contrarotatifs (la direction est indiquée par les flèches), des vitesses d'écoulement de l'ordre de $50 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. L'oscillation du rayon équivalent du couple est montrée en (f).

Deux bulles en contact

Le second cas, présenté en figure 5.3(d, e, f), considère deux bulles de rayons similaires en contact. La situation intermédiaire de deux bulles de tailles similaires éloignées d'une faible distance (inférieure au rayon d'équilibre) n'a pas été obtenue lors des expériences. De même, pour ces distance inter-bulles faibles, le cas de deux bulles de tailles différentes oscillant en phase n'est pas réalisable expérimentalement. En effet, le rapprochement des deux bulles induit un déphasage progressif des oscillations, à cause de la modification des fréquences de résonance du couple. Ce cas est discuté par la suite.

Pour simplifier l'analyse, le couple de bulles présenté en figure 5.3(d) est détecté comme une unique entité dont le volume total varie dans le temps. La figure 5.3(f) montre l'évolution temporelle du rayon équivalent de cet ensemble $R_{eq}(t) = \sqrt{S(t)/\pi}$, avec $S(t)$ la surface totale de l'ensemble des deux bulles. Le couple est immobile et ne se translate pas. L'écoulement

associé à ce cas (figure 5.3(e)) est de l'ordre de $50 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, proches des interfaces des bulles. Les écoulements, indiqués par les flèches, sont contrarotatifs d'une bulle par rapport à l'autre. La cause de ce faible écoulement est probablement la non-sphéricité de l'ensemble étudié. Au contraire des résultats présentés par Mekki-Berrada *et al.* [102], pour des bulles aplaties confinées dans des micro-canaux, le cas de deux bulles libres éloignées ou en contact et oscillant en phase ne permet pas de créer des écoulements de l'ordre du $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$.

5.2.3 Oscillations radiales déphasées

Le déphasage entre deux bulles stables dans le champ de piégeage est obtenu par leur rapprochement progressif, sous l'effet de la force de Bjerknes secondaire. Les résultats étudiés dans cette section proviennent de deux séries de mesures différentes, pour lesquelles les bulles sont en quadrature de phase ($\Delta_\phi = \pi/2$ rad). Au-delà de ce déphasage, la force de Bjerknes secondaire s'inverse et induit une répulsion des deux bulles. Le cas du dipôle idéal (les deux bulles seraient en opposition de phase), introduit dans le paragraphe précédent 5.2.1, n'est pas réalisable avec notre dispositif expérimental.

Le premier couple est composé de deux bulles sur-résonantes, de rayons au repos $R_{0,1} = 128 \mu\text{m}$ et $R_{0,2} = 114 \mu\text{m}$, qui sont respectivement les bulles du bas et du haut sur la figure 5.4(a, b). Le déphasage entre les oscillations radiales des deux bulles vaut $\Delta_\phi = 1.4$ rad (figure 5.4(c)). La distance moyenne séparant ces bulles est $\langle d(t) \rangle = 420 \mu\text{m}$ et oscille avec une amplitude $a_d = 0.5 \mu\text{m}$. L'écoulement produit (figure 5.4(b)) est unidirectionnel (indiqué par les flèches) et symétrique selon l'axe de rencontre des bulles (qui correspond également à l'axe de translation). Les vitesses atteintes sont de l'ordre de $300 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le motif obtenu correspond à celui de l'interaction 0 – 1, entre le mode radial et le mode de translation d'une bulle unique (voir figure 5.2(a)), dont la forme est légèrement modifiée par la présence d'une autre bulle.

Cette observation est renforcée par le résultat qui suit, introduit par la figure 5.4(d, e, f). Le déphasage entre les oscillations radiales est estimé à $\Delta_\phi = 1.5$ rad. La distance d oscille dans le temps avec une amplitude de $a_d = 1 \mu\text{m}$, autour d'un écart moyen $\langle d(t) \rangle = 385 \mu\text{m}$. Tout comme pour le cas précédent, l'écoulement obtenu est unidirectionnel (indiqué par les flèches) mais les vitesses d'écoulement atteignent $480 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme les déphasages entre les deux situations sont similaires, c'est donc le changement d'amplitude de la translation qui est la cause de l'accroissement de la vitesse de l'écoulement. Les deux cas étudiés ici ne permettent en revanche pas de généraliser ce résultat en reliant quantitativement les amplitudes d'oscillations et les vitesses mesurées.

Ces résultats nous montrent que le rapprochement entre deux bulles peut permettre de déclencher une translation périodique à la fréquence d'excitation, si les deux bulles sont

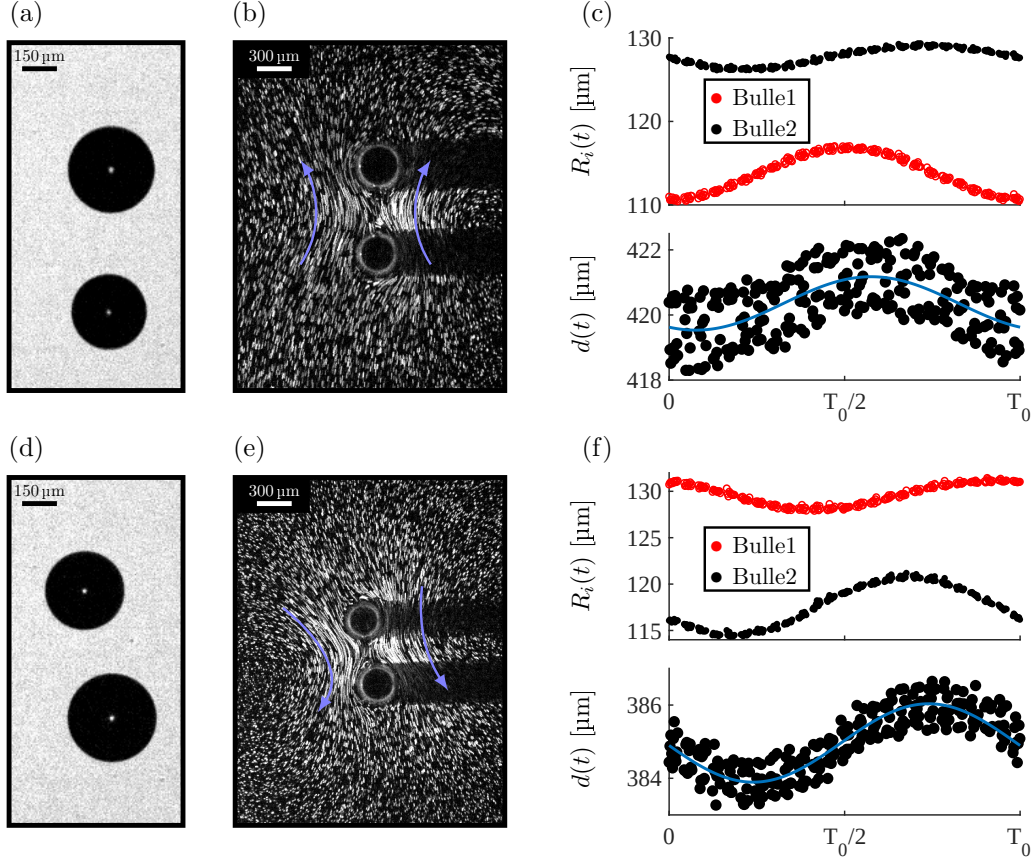


Figure 5.4 – Micro-écoulements induits par un couple de bulles sphériques en oscillations radiales déphasées. (a, b, c) Cas d'un couple de bulles séparées d'une distance inter-bulles moyenne $\langle d \rangle \sim 420 \mu\text{m}$, en légère translation ($a_d = 0.5 \mu\text{m}$) l'une par rapport à l'autre, comme indiqué en (c). Les oscillations radiales sont déphasées de $\Delta_\phi = 1.4 \text{ rad}$. Un instantané des oscillations est montré en (a) et l'écoulement en (b). L'écoulement est unidirectionnel (voir flèches) et atteint des vitesses de l'ordre de $300 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. (d, e, f) Cas d'un couple de bulles séparées d'une distance inter-bulles moyenne $\langle d \rangle \sim 385 \mu\text{m}$, dont l'amplitude d'oscillation (voir (f)) est 2 fois plus importante qu'en (c). Les oscillations radiales sont déphasées de $\Delta_\phi = 1.5 \text{ rad}$. Un instantané des oscillations est montré en (d) et l'écoulement en (e). L'écoulement possède un motif identique au cas (b), avec ici des vitesses de l'ordre de $480 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

en quadrature de phase. L'interaction de cette translation avec le mode radial permet d'expliquer la présence d'un écoulement unidirectionnel, similaire à celui attendu théoriquement lors de l'interaction entre le mode radial et le mode de translation (interaction 0 – 1). Des trois hypothèses proposées dans le paragraphe 5.2.1, seule la première a pu être vérifiée expérimentalement. Le déphasage entre les deux bulles ne semble pas jouer un rôle prépondérant en tant que source directe ou indirecte de l'écoulement. En effet, pour les deux cas présentés ici, avec des déphasages similaires ($\Delta_\phi \sim \pi/4$), l'écoulement et l'amplitude de la translation qui lui est associée semblent être liés à la distance de séparation des deux bulles, et non de ce déphasage. Notons, pour conclure sur cette section, que les amplitudes de vitesse obtenues dans le cas d'oscillations sphériques restent faibles devant celles produites par une bulle unique en oscillations non-sphériques (voir chapitre 2), qui sont d'un

ordre de grandeur supérieur. Poursuivons maintenant ce chapitre par la caractérisation des écoulements induits par des couples de bulles en oscillations non-sphériques.

5.3 *Microstreaming* d'un couple de bulles en modes de surface

Nous allons voir dans cette section que lors du déclenchement de modes de surface sur deux bulles éloignées (ici séparées par une demi-longueur d'onde du champ de piégeage), l'écoulement global est identique à la superposition des écoulements induits par chaque bulle séparément. Lorsque les bulles se rapprochent, ces écoulements sont grandement impactés par la présence d'une bulle voisine. Les cas de modes zonaux et sectoraux sont discutés séparément.

5.3.1 Signatures des écoulements de bulles en modes zonaux

Les figures présentées dans cette section suivent toujours la même construction. En (a), un instantané des oscillations du couple est présenté. En (b) est donné le *microstreaming*, tel qu'obtenu par la superposition d'images sous ImageJ. Le spectre des oscillations pour chacune des bulles est tracé en (c). Le tracé du bas correspond à la bulle 1 (la bulle du bas) et le celui du haut à la bulle 2 (bulle du haut).

Cas de deux bulles éloignées

Pour commencer, regardons en figure 5.5 un cas qui nous semblera familier. Les deux bulles sont d'une taille identique $R_{0,1} = R_{0,2} = 87 \mu\text{m}$ et séparées d'une distance $d = 650 \mu\text{m}$. Le même mode 4, sur une première résonance paramétrique est déclenché et oscille à la fréquence sous-harmonique avec une amplitude $a_4^i = 5 \mu\text{m}$. La signature du *microstreaming* associé à ces bulles correspond à deux motifs individuels, composés de 8 lobes confinés autour de chacune des bulles. Ces écoulements résultent de l'interaction $0 - 4$ du modèle de *microstreaming* (introduit dans le chapitre 2) à la fréquence sous-harmonique. En effet, le mode radial possède ici une composante à $f_0/2$, voir figure 5.5. L'extension des motifs induits par ces modes n'est pas assez importante pour permettre une interaction entre eux.

Le second cas, donné en figure 5.6, correspond à deux bulles de tailles différentes ($(R_{0,1}, R_{0,2}) = (113, 149) \mu\text{m}$) séparées de $d = 635 \mu\text{m}$. Alors que la bulle 2 oscille uniquement selon son mode radial, la bulle 1 présente également un mode d'ordre 5. L'axe du mode est légèrement hors plan. On observe une structure en lobes autour de la bulle 1, et

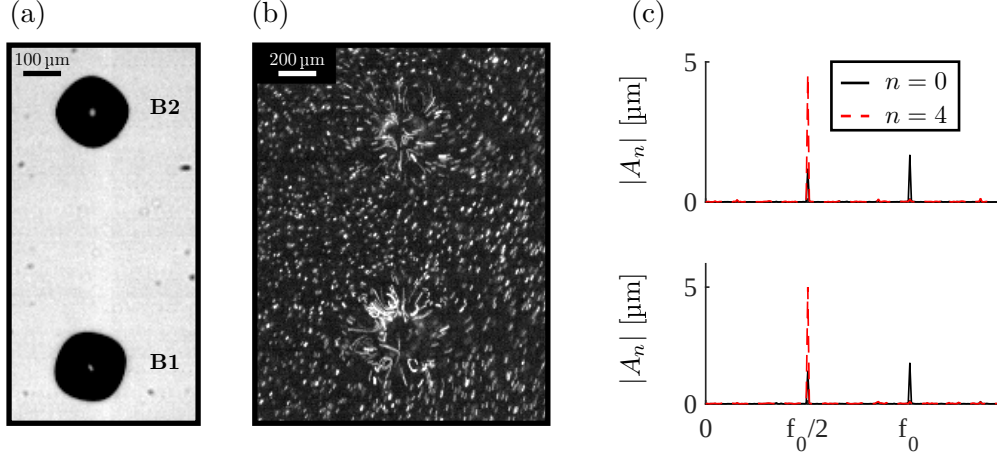


Figure 5.5 – *Microstreaming* d'un couple de bulles oscillant selon des modes zonaux d'ordre 4. Les bulles ont une taille au repos $R_{0,1} = R_{0,2} = 87 \mu\text{m}$ et sont séparées d'une distance $d = 650 \mu\text{m}$. (a) Instantané des oscillations, montrant la déformation des interfaces des bulles. (b) Écoulement associé aux oscillations. (c) Spectre modal des deux bulles, avec le tracé du bas pour la bulle 1 et celui du haut pour la bulle 2. Les écoulements sont confinés autour des bulles, et présentent la structure à 8 lobes attendue pour l'interaction 0 – 4 de la théorie présentée au chapitre 2.

aucun écoulement autour de la bulle 2. L'extension de ce motif est plus important que pour le cas précédent. La structure en lobe correspond, d'après nos connaissances des écoulements induits par une bulle unique, à une interaction de type 0 – m . Or, ici, l'analyse modale ne montre pas de composante sous-harmonique du mode radial, ce qui sous-entend que l'interaction 0 – 5 ne peut pas exister. Il est possible que la présence d'une seconde bulle privilégie l'apparition d'une structure en lobes plutôt que celle en croix associée à l'auto-interaction du mode 5 – 5. Même si l'écoulement n'atteint pas la bulle voisine, sa simple présence semble influencer la structure de l'écoulement.

Cas de deux bulles proches

Deux bulles peuvent se rapprocher et se stabiliser à une très faible distance de séparation si elles sont de tailles sur-résonantes [38]. De par ce fait, les modes considérés ici ne pourront être que d'un ordre $n > 5$. Pour les résultats qui suivent, il est difficile de contrôler l'orientation des modes et la stabilité de cette orientation au cours du temps. Ainsi, les conclusions sur les résultats doivent être considérées avec précaution.

Le premier cas est illustré par la figure 5.7. Les deux bulles sont de tailles $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (142, 171) \mu\text{m}$ et séparées d'une distance $d = 340 \mu\text{m}$. La bulle 1 oscille selon un mode 7 alors que la bulle 2 reste sphérique. L'axe d'orientation du mode correspond à l'axe joignant les centres des deux bulles. L'écoulement produit ressemble à un écoulement en croix, caractéristique de l'auto-interaction du mode 7 avec lui-même, produit par la bulle 1. On peut deviner une structure complexe dans la zone séparant les deux bulles. Des recirculations

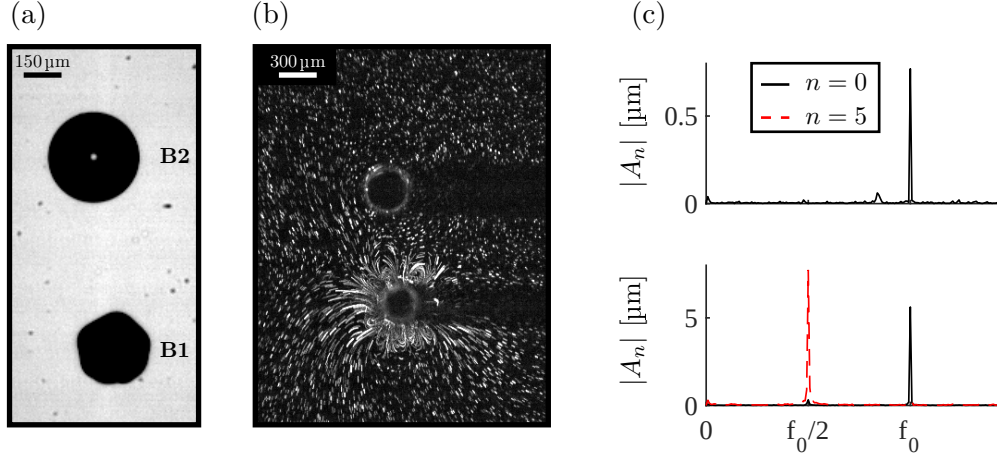


Figure 5.6 – *Microstreaming* d'un couple de bulles, dont une oscille selon un mode 5. Les bulles ont des rayons d'équilibre $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (113, 149) \mu\text{m}$, et sont séparées de $d = 635 \mu\text{m}$. (a) Instantané des oscillations, montrant la déformation de l'interface de la bulle 1. (b) Écoulement associé aux oscillations. (c) Spectre modal des deux bulles, avec le tracé du bas pour la bulle 1 et celui du haut pour la bulle 2.

sont observées sur la gauche du couple de bulles. La bulle 2 ne participe pas à l'écoulement mais perturbe celui induit par la bulle 1. La vitesse maximale atteinte est de l'ordre de $4 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui reste du même ordre de grandeur que pour une bulle seule en mode zonal.

Un second cas d'interaction entre une bulle sphérique et une bulle oscillant selon un mode prédominant de degré $n = 7$ est présenté en figure 5.8. Les deux bulles ont une taille au repos $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (143, 164) \mu\text{m}$ et sont séparées d'une distance $d = 337 \mu\text{m}$. L'axe de symétrie du mode 7 de la bulle 1 est cette fois-ci orthogonal à la direction joignant les centres des deux bulles. Le motif obtenu est moins étendu que pour le cas précédent, ce qui laisse supposer que l'orientation des modes peut avoir un rôle sur les écoulements induits dans des environnements à plusieurs bulles.

Un troisième cas est présenté en figure 5.9. Les deux bulles ont une taille au repos $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (130, 156) \mu\text{m}$ et sont séparées d'une distance $d = 342 \mu\text{m}$. La bulle du bas oscille selon un zonal de degré $n = 6$, avec une amplitude $a_6 = 6 \mu\text{m}$. La bulle du haut reste, quant à elle, sphérique et oscille faiblement selon le mode radial ($a_0 = 0.5 \mu\text{m}$). On remarque également (voir figure 5.9(c)) que les bulles se translatent à la fréquence d'excitation f_0 , avec une amplitude $a_d = 1 \mu\text{m}$. La signature de l'écoulement (voir 5.9(b)) présente deux caractéristiques : on peut voir le motif unidirectionnel dû à la translation, comme montré en figure 5.4, et des lobes de faible amplitude proches de la bulle 1. La superposition de ces deux motifs ne permet pas de détailler plus précisément le nombre de lobes.

Un dernier cas, qui correspond au couple de bulles étudié en section 4.3.2, est donné en figure 5.10. Les deux bulles ont une taille au repos $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (149, 163) \mu\text{m}$ et sont

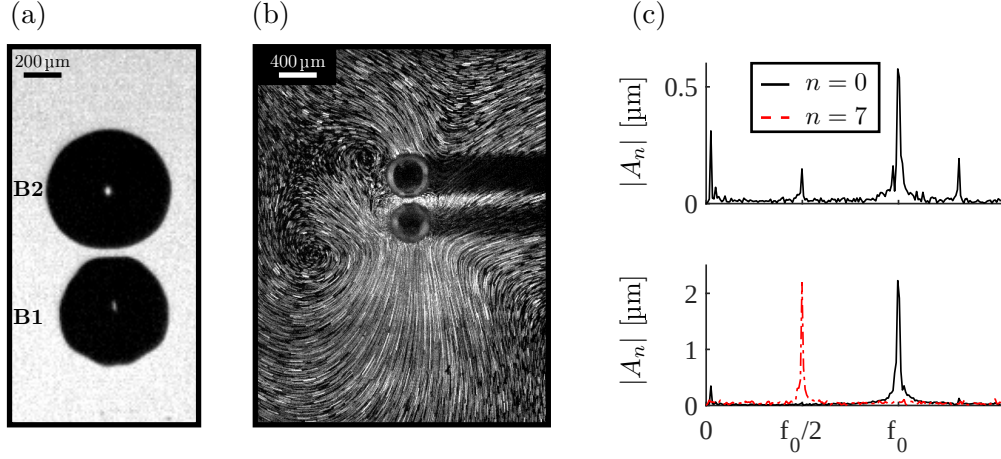


Figure 5.7 – *Microstreaming* d'un couple de bulles proches, dont une oscille selon un mode 7. Les bulles sont de rayons d'équilibre $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (142, 171) \mu\text{m}$ et sont séparées d'une distance $d = 340 \mu\text{m}$. (a) Instantané des oscillations, montrant la déformation de l'interface de la bulle 1. (b) Écoulement associé aux oscillations. (c) Spectre modal des deux bulles, avec le tracé du bas pour la bulle 1 et celui du haut pour la bulle 2.

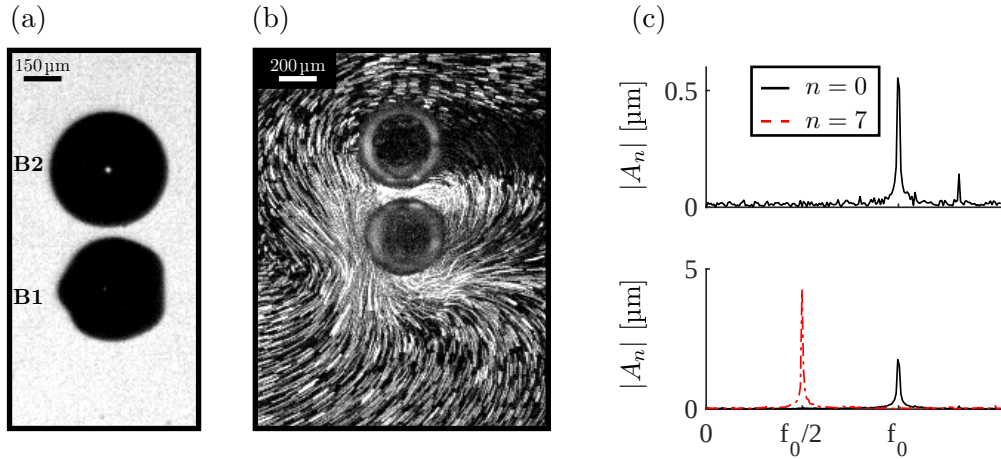


Figure 5.8 – *Microstreaming* d'un couple de bulles proches, dont une oscille selon un mode 7. Les bulles sont de rayons d'équilibre $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (143, 164) \mu\text{m}$ et sont séparées d'une distance $d = 337 \mu\text{m}$. (a) Instantané des oscillations, montrant la déformation de l'interface de la bulle 1. (b) Écoulement associé aux oscillations. (c) Spectre modal des deux bulles, avec le tracé du bas pour la bulle 1 et celui du haut pour la bulle 2. L'axe d'orientation du mode est orthogonal à l'axe de rencontre des deux bulles.

séparées d'une distance moyenne $\langle d(t) \rangle = 342 \mu\text{m}$. La bulle 1 oscille selon un mode 7 et la bulle 2 selon un mode 8. Le motif de *microstreaming* est fortement influencé par la proximité entre les deux bulles. On observe autour de la bulle 2 des lobes liés à la présence du mode de surface d'ordre 8, qui ne sont pas présents pour les cas où seule une bulle oscille selon un mode 7 (voir figures 5.7 et 5.8).

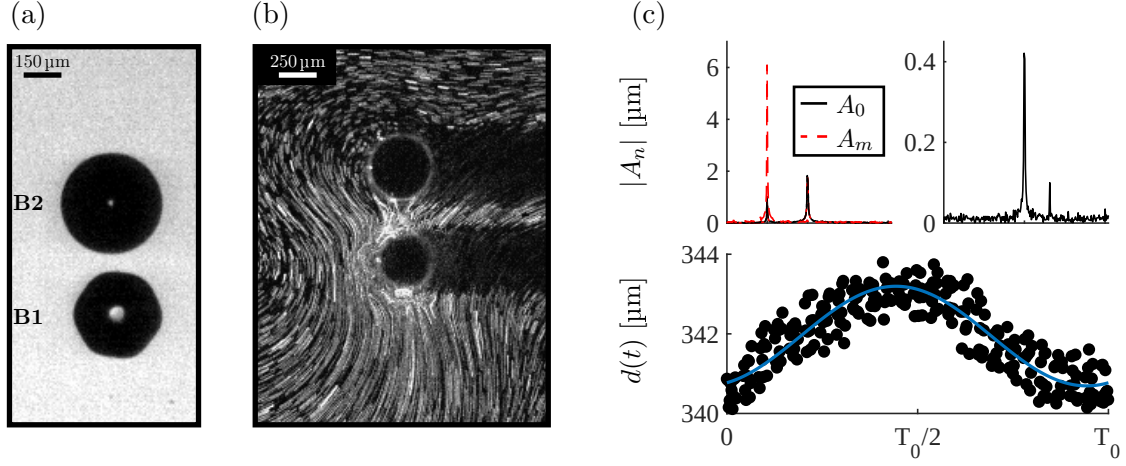


Figure 5.9 – *Microstreaming* d'un couple de bulles proches, en translation périodique l'une par rapport à l'autre, et dont une oscille selon un mode 6. Les bulles sont de rayons d'équilibre $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (130, 156) \mu\text{m}$ et sont séparées d'une distance $d = 342 \mu\text{m}$. (a) Instantané des oscillations, montrant la déformation de l'interface de la bulle 1. (b) Écoulement associé aux oscillations. (c) Spectre modal des deux bulles, avec le tracé en haut à gauche pour la bulle 1 et celui à droite pour la bulle 2. Le tracé du bas indique sur une période acoustique l'évolution de la distance de séparation des deux bulles.

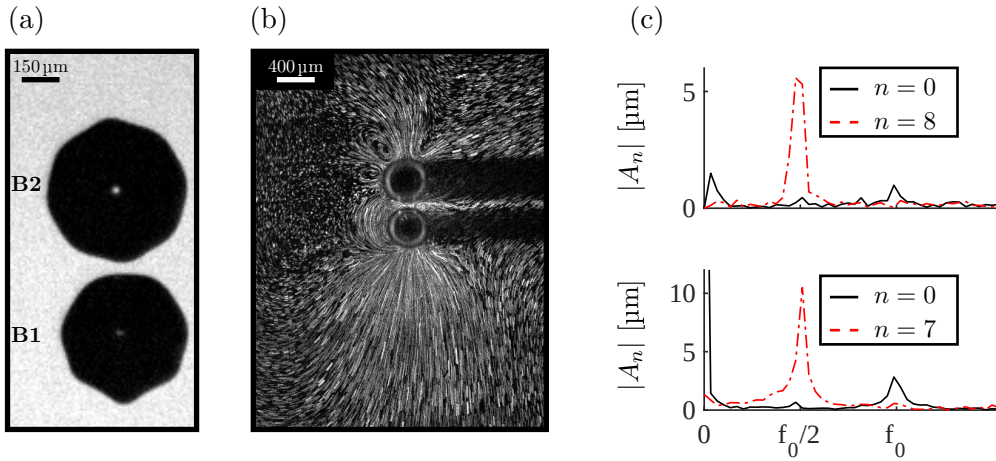


Figure 5.10 – *Microstreaming* d'un couple de bulles proches, présentant respectivement un mode d'ordre 7 pour la bulle 1 et un mode d'ordre 8 pour la bulle 2. Les bulles sont de rayons d'équilibre $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (149, 163) \mu\text{m}$ et sont séparées d'une distance moyenne $d = 342 \mu\text{m}$. (a) Instantané des oscillations, montrant la déformation de l'interface de la bulle 1. (b) Écoulement associé aux oscillations. (c) Spectre modal des deux bulles, avec le tracé du bas pour la bulle 1 et celui du haut pour la bulle 2.

Conclusion sur les micro-écoulements induits par des modes zonaux

Les quatre cas présentés ici montrent que le rapprochement entre les deux bulles du couple joue un rôle prépondérant sur la structure générale de l'écoulement induit. Si seule une des deux bulles oscille selon un mode de surface, son écoulement propre domine l'écoulement global. La bulle qui reste sphérique ne développe pas d'écoulement propre autour de son interface. En revanche, sa simple présence modifie les motifs obtenus (figure 5.6) et peut

mener à l'apparition de recirculations additionnelles (figure 5.7). Enfin, l'orientation de l'axe de symétrie du mode, qui a déjà été démontré comme acteur du couplage sous-harmonique à faible distance, joue également un rôle sur la mise en place d'un écoulement à courte ou à grande portée. La présence d'une translation périodique induit un écoulement qui est dominé par le motif unidirectionnel de l'interaction $0 - 1$. Cela laisse entendre que, même pour des pressions trop faibles pour déclencher des modes, un ensemble de bulles proches peut générer un écoulement significatif.

5.3.2 Signatures des écoulements de bulles en modes sectoraux

Les écoulements associés à des modes sectoraux, pour des bulles libres, sont montrés pour la première fois ici. Dans un premier temps on présente le motif propre pour ce type de modes, avant de regarder l'effet de la distance entre les bulles et de la présence simultanée de modes sectoraux sur les deux bulles du couple.

Signature propre d'un mode sectoral

Pour commencer, étudions la signature propre induite par une bulle seule, oscillant sur un mode sectoral (figure 5.11). Pour cela, une unique bulle de rayon d'équilibre $R_0 = 102 \mu\text{m}$ est piégée sur un ventre de pression du champ HF. Elle est soumise à une pression acoustique $P_{ac} \sim 2 \text{ kPa}$. Une série d'instantanés de sa dynamique (figure 5.11(a)) illustre son oscillation sur un mode sectoral de degré $n = 5$. L'écoulement associé (figure 5.11(b)) possède une structure en croix. L'analyse PIV (figure 5.11(c)) indique la direction des écoulements (de type anti-fontaine), et des vitesses maximales de l'ordre du $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$. La structure en croix de cet écoulement est proche de celles associées aux interactions de type $n - n$ ou $n - m$ avec $|n - m| = 2$ pour la bulle unique. Un modèle théorique pour l'étude du *microstreaming* dans le cas d'oscillations asymétriques (tous types de modes zonaux $(n, 0)$, sectoraux (n, n) ou tesseraux (n, m)) est en cours de développement au laboratoire. Le modèle permet pour le moment de calculer les écoulements produits par les auto-interactions de tout type de modes (zonaux, sectoraux et tesseraux). On montre en figure 5.11(d) la prédiction de ce modèle pour le cas d'un mode sectoral $(5, 5)$. Cette simulation est effectuée avec les paramètres expérimentaux (R_0 et f_0). Comme l'amplitude d'un mode sectoral ne peut pas être aisément estimée par projection modale, une amplitude indicative du mode sectoral $\hat{a}_{(5,5)} = 5 \mu\text{m}$ est donnée au modèle théorique. Les amplitudes de vitesse théoriques sont donc seulement indicatives. La forme de l'écoulement correspond très bien au cas expérimental : les branches de la croix sont plus larges dans la direction verticale et les directions d'écoulement sont identiques. Le même motif est attendu théoriquement pour toutes les auto-interactions de modes sectoraux (n, n) .

On met ici en évidence que, dans le cas de bulles libres en modes sectoraux, le motif attendu est celui généré par l'auto-interaction de ce mode. L'extension dans ce plan est

très grande, ce qui va permettre, comme nous allons le voir par la suite, de générer des interactions fluides à grande échelle.

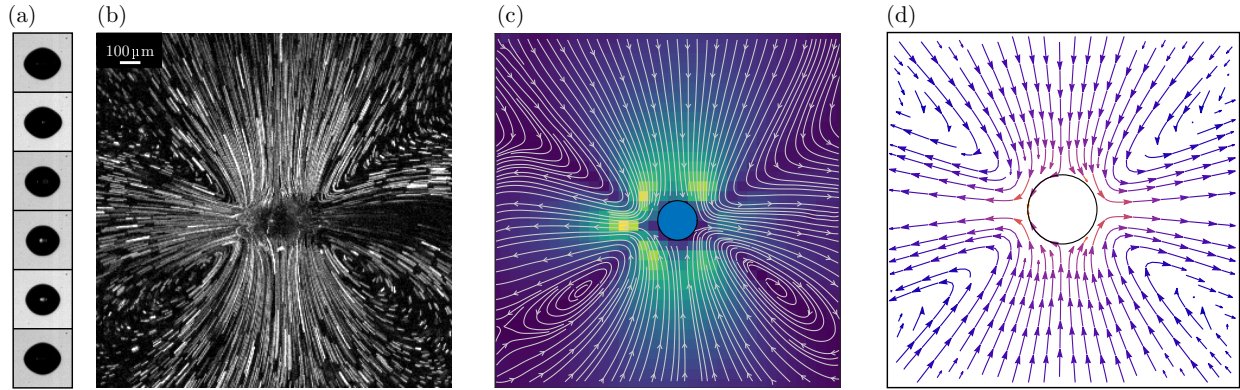


Figure 5.11 – Étude de l'écoulement induit par une bulle en mode sectoral de degré $n = 5$. (a) Oscillation sur une période du mode en question. (b) Motif de l'écoulement associé à ce mode. (c) Champ de vitesse obtenu par analyse PIV. (d) Prédiction théorique de l'écoulement induit par l'auto-interaction d'un mode sectoral (5, 5), dans le plan d'étude.

Influence de la distance inter-bulles sur les écoulements induits par des modes sectoraux

Lorsque les deux bulles se rapprochent, l'extension de l'écoulement induit par un mode sectoral est significativement réduite. Deux cas sont montrés en figure 5.12. Dans les deux situations, une des deux bulles oscille selon un mode sectoral ($n = 6$ en (a) et $n = 7$ en (b)). La structure en croix de l'écoulement de la bulle unique est fortement modifiée. Aucun écoulement n'est observé dans le domaine fluide situé au-dessus de la bulle du haut, qui reste sphérique pendant la mesure. Plus les bulles sont proches, moins l'extension de l'écoulement est prononcée. Les vitesses mesurées sont toujours de l'ordre du $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$, et les directions ne sont pas modifiées par rapport au cas de la bulle unique en mode sectoral. En revanche, on remarque l'apparition de recirculations dans la zone intermédiaire entre les deux bulles. La comparaison des motifs d'écoulement entre deux bulles (dont une en mode sectoral, figure 5.12), et une bulle unique (figure 5.11) permet d'associer ces recirculations à une signature propre à l'interaction bulle-bulle.

Écoulements couplés de modes sectoraux

La figure 5.13 présente la structure d'écoulement associée à deux bulles de tailles similaires ($R_{0,1} \sim R_{0,2} = 85 \mu\text{m}$), oscillant selon un même mode sectoral, de degré $n = 4$. La distance inter-bulles vaut $d = 700 \mu\text{m}$. Un instantané du couple en question est montré en sous-figure 5.13(a) et l'écoulement obtenu sous ImageJ en (b). Le traitement par PIV est donné en (c). De par la grande extension des écoulements propres des modes sectoraux (motifs en croix), ils interagissent et donnent naissance à des recirculations dans la zone centrale

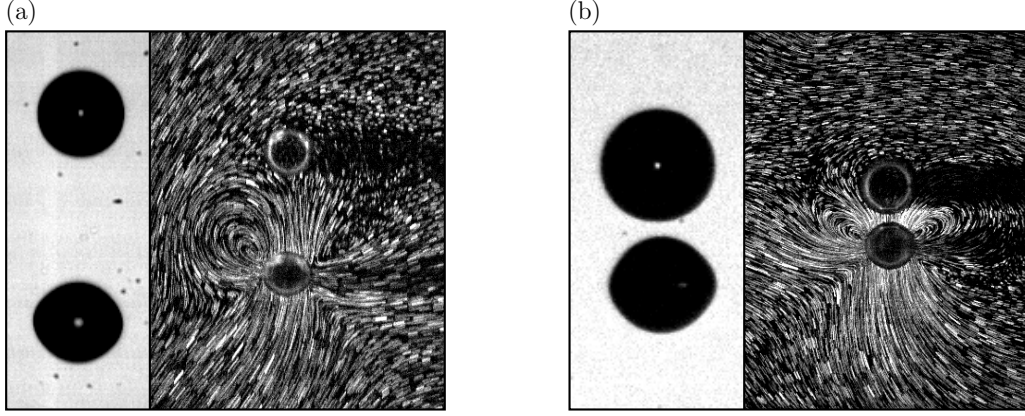


Figure 5.12 – Influence de la distance de séparation sur le motif induit par un mode de type sectoral. (a) Cas d'un couple de bulles $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (125, 135)\mu\text{m}$ séparées de $d = 640\mu\text{m}$, pour lequel la bulle 1 (du bas) oscille selon un mode sectoral de degré $n = 6$. (b) Cas d'un couple de bulles $(R_{0,1}, R_{0,2}) = (136, 162)\mu\text{m}$ séparées de $d = 340\mu\text{m}$.

séparant les deux bulles. L'écoulement global semble apparaître comme étant une simple superposition des écoulements propres associés à chacune des bulles.

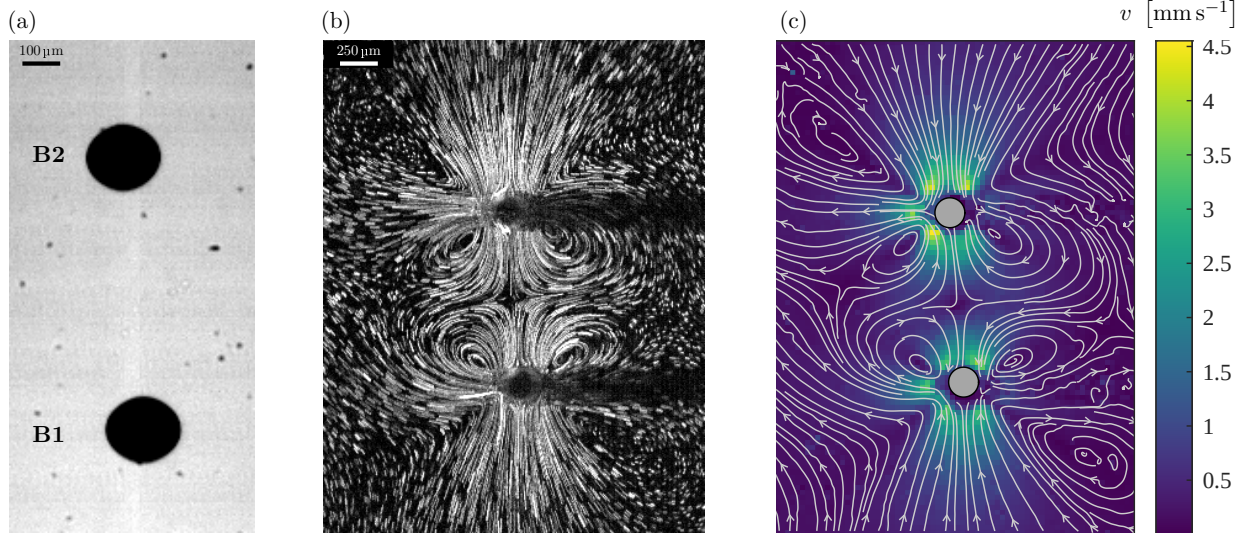


Figure 5.13 – Écoulement induit par deux bulles en mode sectoral de degré $n = 4$. (a) Instantané des oscillations montrant la déformation des deux bulles selon des modes sectoraux (b) Écoulement associé à cette situation. (c) Carte de vitesses (en $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$) et lignes de courant obtenues par analyse PIV.

Mesure des contraintes de cisaillement induites par deux bulles en mode sectoraux

Le cas étudié en figure 5.13 est particulièrement intéressant car la symétrie qu'il présente est comparable à celle d'une bulle proche d'une paroi, telle que représentée en figure 5.14(a).

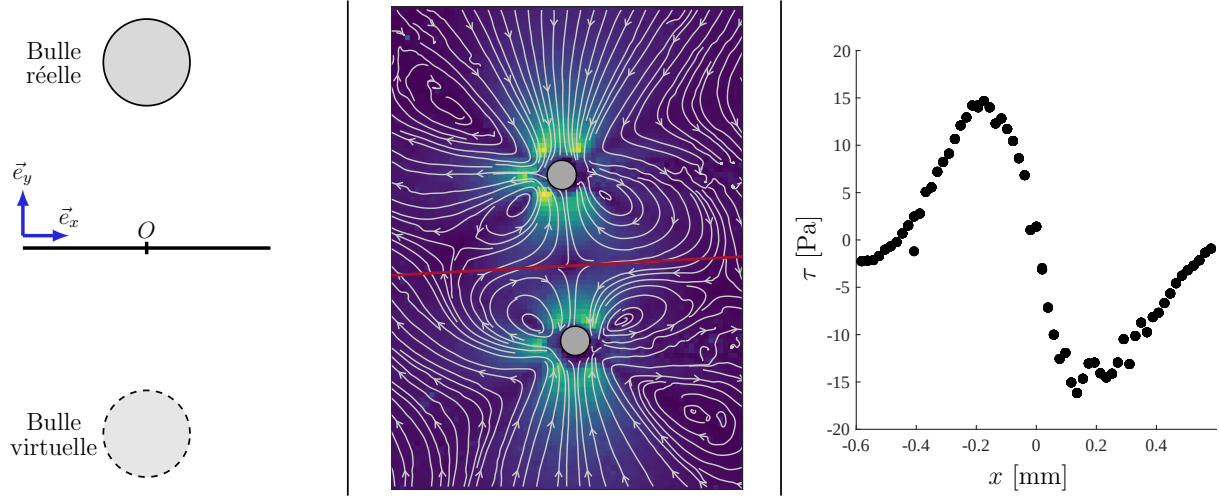


Figure 5.14 – Mesure des contraintes de cisaillement induites par le couple de bulles présenté en figure 5.13. (a) Illustration de l’analogie entre cette situation et le cas d’une bulle proche d’une paroi solide. (b) Position de la paroi virtuelle dans le cas expérimental. (c) Mesure de la contrainte de cisaillement induite par les écoulements au niveau de la paroi virtuelle.

La paroi se situe virtuellement dans la direction horizontale, à la distance intermédiaire séparant les deux bulles, soit $d = 350 \mu\text{m} \approx 3.5R_0$ (voir figure 5.14(b)). Cette analogie (bulle virtuelle) est exacte d’un point de vue acoustique. En revanche, les conditions aux limites au niveau de la paroi virtuelle ($\vec{v} = \vec{0}$ pour un fluide visqueux) sont différentes de celles entre deux fluides visqueux ($\vec{v}_{(1)} = \vec{v}_{(2)}$, avec (1) et (2) les deux domaines séparés par l’interface).

Un des intérêts du *microstreaming* est son application pour la thérapie. Dans ce cas, ce sont les contraintes de cisaillement appliquées au niveau des parois biologiques qui peuvent permettre, par exemple, la sonoporation [101]. Nous allons utiliser le cas présenté en figure 5.13 pour estimer ces contraintes (WSS pour *Wall Shear Stress* par la suite) que subit la paroi virtuelle séparant les deux bulles. Pour cela, on utilise une formulation du WSS donnée par Batchelor [8] telle que

$$\vec{\tau} = \mu \frac{\partial \vec{u}_x(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=0}, \quad (5.1)$$

avec τ la valeur de ce WSS, μ la viscosité dynamique du fluide, u_x la composante de vitesse parallèle à la paroi (direction $\vec{e}_x$) et y la distance dans la direction $\vec{e}_y$, normale à cette paroi (figure 5.14(a)). Il peut être estimé dans notre cas pratique par [59]

$$\vec{\tau} \approx \mu \frac{\vec{u}_x(y)}{y} \Big|_{y \leq \epsilon}, \quad (5.2)$$

avec ϵ une couche proche de la paroi au sein de laquelle les contraintes sont constantes dans la direction y . Le WSS déterminé à partir des résultats expérimentaux est donné en figure 5.14(c). La position sur la paroi virtuelle $x = 0$ correspond à l’intersection de cette paroi avec l’axe joignant le centre des deux bulles. Le profil de contrainte dans cette zone

atteint des valeurs de l'ordre de 15 Pa.

Ces valeurs sont beaucoup plus faibles que les seuils d'hémolyse reportés par Rooney [126] et Williams [148] : $\tau_{\text{hem}} \in [350 - 500]\text{Pa}$. En revanche, Wu *et al.* [151] rapportent qu'une exposition de l'ordre de la minute à de telles contraintes de cisaillement (induites par un *Mason Horn Transducer*) sont suffisantes pour permettre la sonoporation réversible de lymphocytes (cellule Jurkat). Le seuil de réversibilité est déterminé tel que $\tau_{\text{rev}} = 12 \pm 4 \text{ Pa}$. Les écoulements obtenus expérimentalement pour deux bulles en interaction semblent donc *a priori* suffisant pour permettre une sonoporation réversible. Wu indique également que pour des contraintes de l'ordre de 120 Pa, un temps de sonication de 10 à 40 secondes est suffisant pour obtenir une sonoporation réversible, soit dans le cas d'un fluide 10 fois plus visqueux que l'eau et d'un écoulement similaire à celui présenté en figure 5.14, ce qui est également en accord avec les observations de Marmottant et Hilgenfeldt [101] pour des bulles micrométriques. Notons que, pour des applications *in vivo*, la viscosité du sang est plus élevée que celle de l'eau (le sang est en réalité un fluide non-newtonien et sa viscosité varie entre 3 et 10 mPa · s en fonction du taux de cisaillement [77]). Pour des écoulements similaires, les contraintes de cisaillement dans le sang seraient plus importantes que dans les expériences en solutions aqueuses, et pourraient permettre une sonoporation plus rapide.

5.3.3 Écoulements de rotation par excitation HF

Pour certaines positions de piégeage au sein de la cuve, nous avons remarqué la présence d'un écoulement de rotation autour de bulles sphériques. Des exemples sont donnés en figure 5.15. Les vitesses de ces écoulements sont plus faibles d'un facteur 10 que les vitesses de *microstreaming* ($v_{\text{rot}} \sim 0.1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$). Ainsi, dès lors qu'un mode est déclenché, cet effet de rotation n'est plus observé. On remarque sur le cas présenté en figure 5.15(b) que l'axe de rotation peut être aussi bien orthogonal au plan d'observation (bulle du haut) que contenu en son sein (bulle du bas). Pour une meilleure compréhension de ces écoulements, une illustration en 3D est donnée en figure 5.15(c).

Nous avons cherché à comprendre la cause de cet écoulement de rotation. Pour cela, un protocole simple a été mis en place. On considère une seule bulle, piégée dans le champ HF, pour éviter les possibles interactions avec une bulle avoisinante. On remarque que, dès le piégeage, et donc sans excitation basse fréquence, la rotation du fluide peut être déclenchée. C'est donc le champ HF seul qui induit cette rotation. Nous pensons que cet écoulement est dû à la superposition de deux ondes orthogonales entre elles (illustré en figure 5.16(a)). Lamprecht *et al.* [84] ont montré par exemple que la superposition d'ondes stationnaires orthogonales, à la même fréquence et ayant un déphasage non nul entre elles, génère un écoulement moyen de rotation autour de particules solides. Cela permet par exemple le contrôle de ces particules, piégées au sein du vortex. À notre connaissance, de tels effets

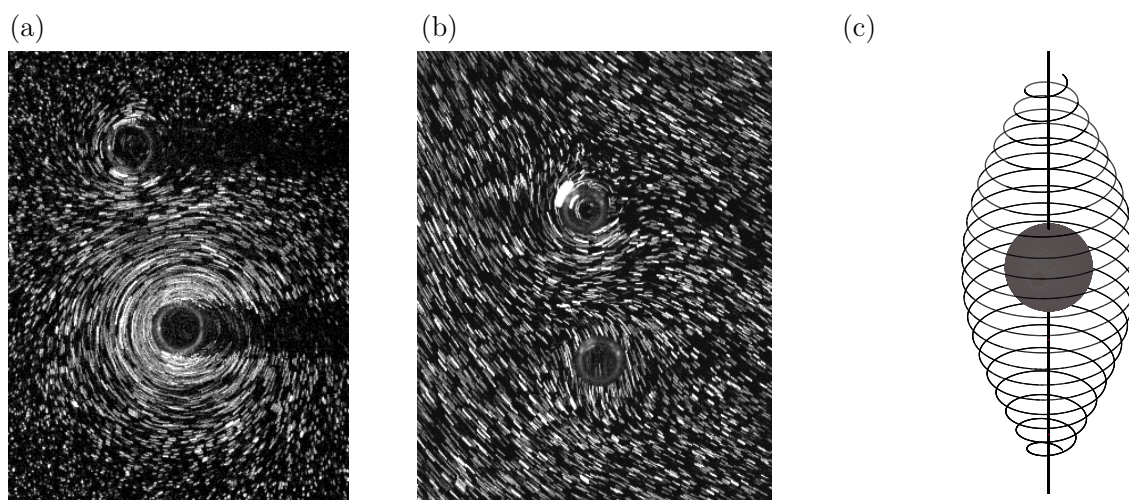


Figure 5.15 – Observations d'écoulements de rotation autour de couples de bulles. L'extension des écoulements varie selon la position dans le champ de piégeage (a), tout comme l'axe de symétrie des écoulements (b). (c) Représentation 3D de ces écoulements de rotation.

n'ont jamais été reportés autour de bulles de gaz. Notons que, dans ce cas, la condition de glissement au niveau de l'interface de la bulle implique qu'elle ne tourne pas, au contraire de particules solides.

Dans le champ de piégeage utilisé ici, un mauvais alignement initial du transducteur basse fréquence peut permettre des réflexions de l'onde primaire et donc une superposition de l'onde incidente avec des ondes réfléchies. Étonnamment, lorsque la pression HF est augmentée, la vitesse de rotation n'est pas significativement augmentée. Ces expériences préliminaires sur les écoulements de rotation autour d'une bulle de gaz nécessitent plusieurs améliorations pour pouvoir quantifier de manière précise les effets observés, avec par exemple l'utilisation de deux transducteurs orthogonaux afin de vérifier que l'orthogonalité entre deux ondes HF est bien à l'origine de cette rotation. Ces écoulements rotatifs offrent de nouvelles possibilités d'écoulements induits autour de bulles, avec des pressions ultrasonores d'amplitudes modérées (ici l'amplitude du champ stationnaire est de l'ordre de la dizaine de kPa).

Conclusion sur les écoulements induits par des couples de bulles

Dans ce dernier chapitre, nous avons étudié les écoulements induits par un couple de bulles. Dans cette situation, nous avons montré que la présence d'une seconde bulle peut permettre la mise en place d'un écoulement, et ce même si les bulles restent sphériques. Ces écoulements apparaissent par exemple si les deux bulles sont en contact ou si elle amorcent un régime de translation périodique. L'interaction de ce mode de translation avec les oscilla-

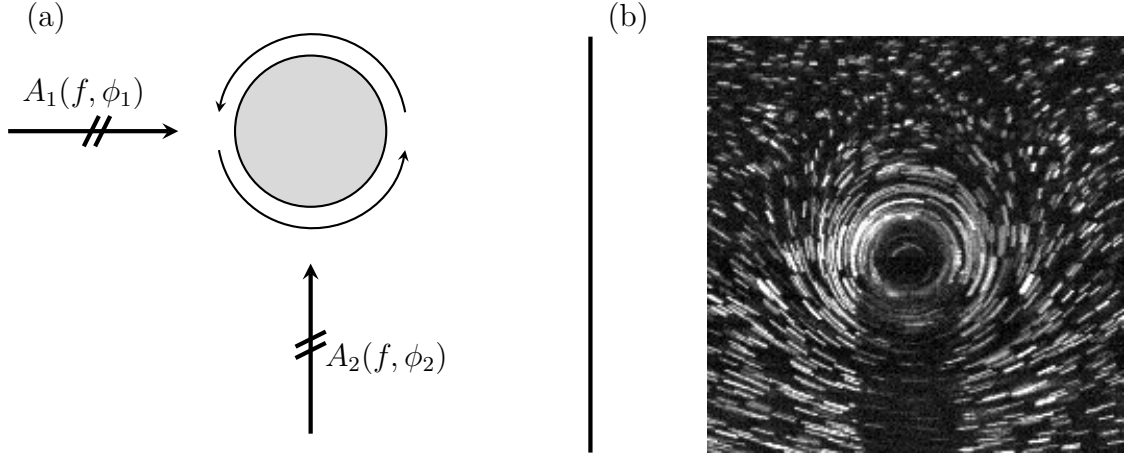


Figure 5.16 – Écoulement rotatif induit autour d'une bulle unique, piégée dans un champ stationnaire HF. La superposition de deux ondes orthogonales (A_1 et A_2) de même fréquence pourrait expliquer le phénomène, montré en (b).

tions radiales (interaction 0 – 1 du modèle de Doinikov *et al.* [Pers1]), induit un écoulement unidirectionnel, dont l'amplitude est proportionnelle à celle de la translation.

Lorsque des modes de surface sont déclenchés, on remarque deux possibilités d'écoulement, en lobes ou en croix. Les extensions en lobes sont associés aux modes zonaux et celles en croix aux modes sectoriaux, au contraire du cas de la bulle unique pour lequel ces deux types de motifs sont associés aux seuls modes zonaux. La proximité entre les deux bulles tend à faire décroître l'extension des motifs d'écoulements, mais permet l'apparition de vortex secondaires, qui peuvent être intéressants pour piéger des éléments proches des bulles, ou, dans un contexte microfluidique, augmenter le taux de mélange.

Lorsque les deux bulles sont de tailles identiques et oscillent selon un même mode, la situation est analogue au cas d'une bulle proche d'une paroi. Nous avons estimé que les contraintes de cisaillement induites par ce couple sur une paroi virtuelle sont faibles, avec $\tau_{\max} = 15 \text{ Pa}$, en comparaison des contraintes induites par des bulles en régime d'implosion, qui sont de l'ordre du kPa [59]. En revanche, selon la littérature [151], les valeurs mesurées sont suffisantes pour permettre une sonoporation réversible de cellule. Ces résultats encourageants devront faire l'objet d'une étude plus approfondie, en plaçant par exemple en proximité des bulles une paroi solide ou élastique, sous-entendu dans des conditions plus réalistes.

Finalement, nous montrons des cas d'écoulements de rotation autour des bulles. Dans ces situations, les bulles n'oscillent pas, et sont simplement piégées dans le champ stationnaire. La cause de ces écoulements réside dans la superposition de l'onde stationnaire HF principale avec des ondes réfléchies, ce qui permet, par l'action d'un couple visqueux, d'entraîner la rotation autour des bulles. L'utilisation de tels écoulements ouvre de nouvelles possibilités,

qui ne nécessitent pas le déclenchement de modes de surface, et sont donc applicables à toutes tailles de bulles.

Conclusions et perspectives

Les objectifs de cette thèse étaient d’obtenir une mesure des différents phénomènes gouvernant l’interaction d’un couple de bulles. Dans un premier temps, les oscillations sphériques et non sphériques de bulles et les micro-écoulements induits sont étudiés au niveau d’une bulle unique. Cette étude expérimentale a été confrontée à un modèle théorique récemment développé au laboratoire, et permet de saisir les principaux phénomènes acoustofluidiques intervenant dans la physique des bulles. Ensuite, le chapitre 3 était consacré à la mesure de la force d’interaction acoustique, ou force de Bjerknes secondaire, entre deux bulles oscillantes. Le dispositif utilisé permet de couvrir une large gamme de distance inter-bulles et d’étendre la quantification de cette force d’interaction aux cas où des oscillations non sphériques apparaissent à l’interface d’une ou des deux bulles. Au sein du chapitre 4 sont quantifiés les couplages acoustiques régissant la dynamique oscillatoire de deux bulles proches. La taille des bulles, la distance les séparant et l’axe d’orientation des modes sont montrés comme étant des paramètres clés sur ce couplage. La possibilité de rebond entre les bulles est également discutée. Dans le dernier chapitre, les micro-écoulements induits par des couples de bulles oscillant sphériquement ou non sont pour la première fois observés dans le cas de deux bulles libres à distance contrôlée.

Micro-écoulements induits par une bulle unique.

Lorsqu’une bulle oscille non sphériquement, elle peut osciller selon un large spectre de modes axisymétriques par effet de couplage non linéaire entre modes. Des travaux antérieurs à mon doctorat avaient identifié les signatures particulières de micro-écoulements induits par une bulle unique en lévitation : deux motifs distincts en forme de croix ou de lobes confinés dans le voisinage de la bulle ont été observés. Ces motifs pouvaient apparaître pour un même mode non sphérique prédominant, et il était devenu nécessaire d’élucider les mécanismes sous-jacents à cette variété de motifs d’écoulements. Le développement d’un modèle analytique au laboratoire par Alexander Doinikov a permis de confronter nos résultats expérimentaux aux prédictions théoriques d’écoulements. En implémentant ce modèle et en le confrontant à de nouvelles données expérimentales, j’ai pu mettre en évidence l’influence des interactions entre modes de surface sur le motif obtenu : les motifs en croix sont attendus lorsque l’auto-

interaction $n - n$ du mode excité paramétriquement domine et les motifs en lobes lorsque l'interaction $0 - m$ d'un mode non-sphérique avec le mode radial domine. Dans ce dernier cas, l'effet du déphasage entre les deux modes est prépondérant. En plus de retrouver les motifs attendus, le modèle fournit des profils de vitesse comparables avec l'expérience. On dispose donc d'un schéma complet d'étude des micro-écoulements, aussi bien du point de vue expérimental que théorique.

Force d'interaction

Dans un contexte réaliste d'applications médicale ou d'ingénierie, une bulle ne se retrouve jamais seule. Pour appréhender le passage abrupt entre une unique bulle et un nuage dense composé de dizaines ou centaines de bulles, on propose d'étudier un couple de deux bulles à distance contrôlée. Ce couple apparaît comme une brique élémentaire du nuage de bulles. Un dispositif expérimental de lévitation acoustique dans un champ ultrasonore à deux fréquences est proposé afin de piéger deux bulles micrométriques à distance fixe l'une de l'autre, avec la possibilité de mesurer les oscillations de leur interface et l'évolution de leur écartement. Lorsque deux bulles oscillent, elles interagissent acoustiquement sous deux formes. À l'échelle de la période acoustique, leurs oscillations sont couplées. À plus grande échelle temporelle, les effets de radiation acoustique induite par une bulle sur sa voisine sont à l'origine d'une force de radiation secondaire, appelée force de Bjerknes secondaire, qui fait s'attirer ou se repousser les bulles entre elles.

Le chapitre 3 décrit le dispositif expérimental et la quantification de cette force pour différents couples de bulles. Lorsque les deux bulles sont suffisamment éloignées ($d \sim 4R_0$) et qu'elles oscillent uniquement en régime radial, alors la force mesurée est réciproque et montre un bon accord quantitatif avec un modèle théorique basé sur des hypothèses d'oscillations linéaires des deux bulles. Le dispositif permet d'étendre les mesures aux cas d'oscillations non sphériques. Le cas d'une bulle oscillant non sphériquement proche d'une bulle en régime radial permet de démontrer l'action additionnelle d'une force hydrodynamique sur l'équilibre des deux bulles, et donc sur leur écartement. Cette force trouve son origine dans l'apparition de micro-écoulements générés par les oscillations de surface d'une des deux bulles. Pour des distances inter-bulles très faibles ($d \sim 2R_0$), une nouvelle position d'équilibre du couple est obtenue, autour d'un nœud de pression du champ acoustique. Dans ce cas, les interfaces des deux bulles sont écartées d'une distance d'à peine quelques micromètres. Cette position d'équilibre n'apparaît que lorsque les deux bulles sont de tailles supérieures au rayon résonant du champ de forçage acoustique. Cette nouvelle position de stabilité est permise par l'inversion de la force d'interaction, expliquée ici par la diffusion multiple des ondes entre les bulles.

Couplage inter-bulles

Dans la littérature, les études du couplage inter-bulles portent généralement sur la caractérisation des fréquences de résonance du couple, en fonction de la distance inter-bulles. Ces études sont principalement expérimentales, et peu de travaux ont quantifié les oscillations d'un ensemble de bulles (même de deux) et les interactions agissant à l'échelle acoustique. Une analyse de l'amplitude des oscillations radiales de chacune des deux bulles est réalisée, afin de mettre en évidence de potentiels couplages acoustiques. Il est montré que deux bulles de tailles inférieures au rayon résonant oscillent avec des amplitudes radiales supérieures à celles prédites dans le cas d'une bulle unique. Le couplage est alors constructif. Lorsque les deux bulles sont de tailles supérieures au rayon résonant, des interactions destructives entre les champs de pression induisent une diminution des oscillations radiales des bulles.

Pour la première fois à notre connaissance, le transfert d'oscillations sous-harmoniques induites par des oscillations non sphériques d'une bulle sur une bulle voisine est étudié. L'ensemble de nos observations expérimentales ne permet pas de conclure sur un transfert efficace de cette composante sous-harmonique, excepté pour des conditions d'orientation de modes de surface particuliers. Dans un cas de distance inter-bulles extrêmement faible (quasi contact), l'excitation non paramétrique d'un mode de surface est observée. Cette excitation est induite par l'oscillation non sphérique d'une des deux bulles, qui impacte localement et périodiquement sa voisine. Le déclenchement de modes est obtenu hors des conditions d'instabilité classiques des oscillations non sphériques (instabilités de Faraday). La bulle se comporte dans ce cas comme une corde vibrante, dont les extrémités sont liées par une condition de continuité en déplacement. La présence simultanée de deux oscillations non sphériques déclenche une translation périodique des centres de bulles, un effet de rebond apparaît alors. L'étude élémentaire d'un couple de bulles permet de retrouver les nombreux phénomènes physiques attendus au sein d'un nuage plus dense (translation de bulles, couplages acoustiques) et montre que d'autres phénomènes peuvent avoir un rôle important quant à la cohésion de ces nuages (coalescence ou rebond, déclenchement de modes additionnels).

Micro-écoulement induits par un couple de bulles

Dans le dernier chapitre de cette thèse, les micro-écoulements générés par un couple de bulles oscillantes sont étudiés. Il est montré que les oscillations sphériques peuvent être associées à des écoulements, par le déclenchement d'une instabilité de translation du couple. Le motif observé dans cette situation correspond à un des motifs attendus en présence du mode de translation, selon la théorie présentée dans le deuxième chapitre de cette thèse. Le dispositif expérimental a permis d'observer pour la première fois des oscillations non sphériques asymétriques. Ces modes sont identifiés comme des modes sectoraux, une classe particulière des harmoniques sphériques. Cette apparition est liée à la configuration acoustique du

champ ultrasonore bi-fréquentiel, et permet d'envisager des études futures sur ces modes particuliers.

La mise en place d'oscillations non sphériques est à l'origine de deux comportements distincts sur les micro-écoulements observés. Des oscillations de surface axisymétriques permettent de générer des motifs en lobes très confinés dans le voisinage de chacune des bulles, et dans ce cas peu d'interactions entre les écoulements sont observées. Les modes sectoriaux asymétriques permettent de générer des motifs en croix à plus grande extension spatiale, interagissant alors avec la bulle voisine. Lorsque les deux bulles sont de tailles identiques et oscillent selon des modes asymétriques, alors la quantification des contraintes de cisaillement sur la paroi virtuelle séparant les deux bulles a permis d'estimer des contraintes de l'ordre de la dizaine de Pascals. D'après des données issues de la littérature, de telles contraintes permettraient d'induire une sonoporation réversible sur des membranes cellulaires.

Finalement, une nouvelle possibilité d'écoulement de rotation autour des bulles est montrée. Ces écoulements sont particulièrement intéressants car ils ne nécessitent pas la mise en oscillation des bulles, mais simplement une superposition de deux ondes ultrasonores orthogonales autour d'une bulle. La nécessité du déclenchement des instabilités paramétriques n'est alors plus une condition *sine qua non* pour la génération d'écoulements.

Perspectives

Au niveau d'une bulle unique, la dynamique des oscillations de surface de bulles et leur corrélation avec l'écoulement induit sont maintenant bien compris. Au niveau théorique, un modèle permet de décrire ces écoulements sans hypothèse sur la taille des bulles ou la viscosité du fluide, ce qui permet d'envisager des prédictions d'écoulements fluides pour des bulles thérapeutiques et/ou des fluides plus visqueux pour des applications en ingénierie. Ce modèle est vérifié par notre expérience avec des bulles en lévitation. Ces expériences et ce modèle sont uniquement limités aux cas de bulles initialement sphériques et oscillant selon des modes axisymétriques, hypothèses qui ne permettent pas de considérer la dynamique de bulles sur substrat. Expérimentalement, l'apparition de modes asymétriques pour ces bulles sur substrat et les écoulements tridimensionnels induits ont été abordés au sein de notre équipe durant la thèse de Maxime Fauconnier. Comme toute déformée de bulle peut être décomposée selon l'ensemble des modes asymétriques (représentés par des harmoniques sphériques), déterminer les signatures propres des écoulements liées à chacun de ces modes permettrait de caractériser l'écoulement autour de n'importe quelle bulle. . . Comme un mode asymétrique génère naturellement un écoulement asymétrique, le développement d'un système de mesure tridimensionnel du déplacement de particules fluides apparaît primordial. Le laboratoire vient récemment de s'équiper d'un système PTV-4D pour le suivi temporel de particules en trois dimensions. Il reste à voir si des écoulements micrométriques sont

mesurables avec ce dispositif. Concernant les écoulements asymétriques, théoriquement, tout reste à faire !

Un modèle théorique pour la prédiction d'écoulements induits par deux bulles en interaction a été réalisé au laboratoire par Alexander Doinikov sur la fin de mon travail de thèse. J'ai participé à ce travail de modélisation par l'implémentation numérique et par le choix des cas d'étude d'intérêt. Une synthèse de ce travail est succinctement présentée dans l'annexe B. Tout comme le modèle théorique à une bulle, ce travail doit être validé par des données expérimentales.

Sous l'effet d'un champ acoustique extérieur, deux bulles peuvent s'attirer ou se repousser sous l'effet d'une force d'interaction, voire atteindre de nouvelles positions d'équilibre extrêmement proches, lorsque des effets de diffusion multiple entrent en jeu. Ces bulles en forte interaction permettent d'approcher la physique d'un nuage de bulles très dense. Typiquement, les différents phénomènes régissant la dynamique d'un nuage de bulles (synchronisation, modes spatiaux) sont encore à aborder et nécessitent des expériences contrôlées. Grâce aux effets de diffusion multiple, des bulles peuvent se rapprocher à un point tel que l'excitation non paramétrique de modes de surface a été observée. Cela permettrait d'expliquer comment des modes de surface peuvent se transférer d'une bulle à une autre au sein d'un nuage, favorisant ainsi un écoulement à l'échelle macroscopique. Bien entendu, même les oscillations radiales entre deux bulles permettent de générer de tels écoulements. Relier le mode de pulsation radiale (de plus basse fréquence) d'un nuage de taille et de densité de bulles données à l'écoulement qu'il génère serait important pour, par exemple, des applications de nettoyage "doux" de surfaces.

Une bulle peut aussi être placée à proximité d'une paroi, élastique ou rigide. L'étude de l'interaction bulle-paroi à distance contrôlée pourrait être réalisable grâce à des pinces acoustiques, comme démontré par Baresh *et al.* [7]. La mesure des contraintes de cisaillement induites par une bulle sur paroi est un enjeu majeur pour la caractérisation des effets générés par des bulles oscillantes sur des corps avoisinants. Développer des méthodes expérimentales de mesure de ces contraintes, *a priori* faibles (de l'ordre de la dizaine de pascals comme mesurées dans le chapitre 5), est capital. Avec de tels systèmes, il serait possible de déterminer si une bulle non-implosante peut être utilisée en thérapie ou dans des applications de nettoyage de surfaces sensibles (comme la peau) pour fragiliser ou perméabiliser les parois (biologiques ou non) sans effets secondaires importants.

Utilisation des codes pour la prédiction d'écoulements induits autour d'une bulle oscillante

A.1 Présentation des codes

La théorie présentée dans le second chapitre de cette thèse a été développée en quatre parties distinctes, associées chacune à un type d'interaction spécifique. En premier est étudiée l'interaction entre le mode sphérique et un mode de degré n quelconque [Pers1] puis l'interaction du mode de translation avec tout mode non-sphérique de degré $n \geq 1$ [Pers2]. Le troisième cas considère l'auto-interaction d'un mode de degré $n \geq 2$ [Pers5] et enfin le dernier tout autre type d'interaction entre deux modes quelconques n et m [Pers4]. À chaque situation est associé un code, implémenté sous Matlab, permettant la prédiction, pour une interaction donnée, de l'écoulement induit. Pour faciliter l'utilisation de ces codes, et les adapter à la prédiction d'écoulements induits par une bulle en régime modal complexe, j'ai regroupé ces différents scripts au sein d'un même répertoire, disponible en libre accès via [ce lien](#). Dans cette annexe est expliquée, à l'aide d'un exemple, l'utilisation de ces codes. Ces codes sont développés sous la version Matlab R2018b. L'utilisation de versions antérieures peut induire quelques difficultés, notamment (à ma connaissance) lors de la définition du symbole de Kronecker.

Le répertoire à télécharger contient 10 scripts. Le script principal est appelé "main.mat". Les variables du problème étudié sont à indiquer au sein de ce code aux lignes suivantes :

- lignes 28-29 : indiquer les propriétés du fluide (masse volumique et viscosité)
- ligne 35 : taille de la bulle (en mètre)
- ligne 36 : fréquence d'excitation (en Hertz)

- ligne 37 : degré des modes selon lesquels la bulle oscille
- ligne 38 : fréquence à laquelle chaque mode oscille (qui est alors un multiple ou un sous-multiple de la fréquence d'excitation)
- ligne 40 : amplitude d'oscillation des modes (en mètre) pour chaque fréquence
- ligne 43 : phase (par rapport à une même origine) de chacun des modes et pour chaque fréquence
- ligne 49 : densité du maillage; L est la largeur de la matrice de maillage qui est régulier
- ligne 50 : dimension du maillage en valeur physique (α définit le nombre de rayon dans le maillage cartésien).

Une fois ces paramètres définis, la fonction “GetTheInteractions.mat” trouve automatiquement les interactions possibles. Rappelons ici que seulement deux modes oscillant à la même fréquence peuvent interagir pour induire un écoulement. Une fois toutes les interactions calculées, chaque contribution est sommée au champ global, qui est ensuite tracé. Les résultats de chaque interaction sont stockés dans la structure “INT”, qui contient également les informations utilisées lors du calcul de l'interaction en question (degrés des modes, amplitudes modales, fréquence, déphasage). Un exemple d'utilisation des codes est proposé dans l'exemple qui suit.

A.2 Exemple

A.2.1 Initialisation du code

Considérons une bulle de rayon $R_0 = 50 \mu\text{m}$, soumise à un champ oscillant à $f_0 = 30 \text{ kHz}$. Cette bulle présente trois modes distincts, de degrés 0, 2 et 4. Les différents paramètres d'oscillations sont répertoriés dans le tableau ci-dessous :

n	$\hat{a}_n$	f	$\phi_n(f_0/2)$	$\phi_n(f_0)$
0	$5 \mu\text{m}$	f_0	0	0
2	$10 \mu\text{m}$	$f_0/2$	0	0
4	$3 \mu\text{m}$	f_0	0	$\pi/3$

Table A.1 – Données utilisées pour la simulation présentée dans cette section

Les lignes 35 à 50 du code “main.mat” sont alors

[h!]

```

35 - R0 = 50e-6; % radius at rest of the bubble
36 - f0 = 30e3; % the excitation frequency
37 - M = [0 2 4]; % the mode orders
38 - F = [f0/2 f0]; % indicate here all the possible oscillation frequencies of
39 % the modes
40 - A = [0 5e-6; 10e-6 0; 0 3e-6]; % indicate here the amplitude of every mode,
41 % for every above indicated frequencies: the first line correspond to the
42 % modal amplitude of the first mode M(1), for all the frequencies F.
43 - PHI = [0 0; 0 0; 0 pi/3]; % indicate here the phase of each mode, for every
44 % above indicated frequencies: the first line correspond to the phase of
45 % the first mode M(1), for all the frequencies F. The same reference must
46 % be used for phases of two modes at the same frequency.
47
48 % Define the 2-D cartesian space in which the fluid flow will be computed
49 - L = 40; % Number of points in the mesh (L > 100)
50 - Alpha = 4; % Number of radii in the space

```

A.2.2 Affichage des résultats

Lorsqu’une étape de calcul est terminée (une des interactions), un message s’affiche dans le terminal. Une fois toutes les étapes terminées, le résultat global s’affiche. Pour le tracé des lignes de courant, la fonction “streamslice”, déjà implémentée sous Matlab, est utilisée. Cela permet d’ajouter la direction des lignes de courant. Une autre fonction, nommée “[mm-stream2](#)”, également implémentée sous Matlab, peut être utilisée pour un rendu graphique différent, mais n’indique pas la direction de l’écoulement le long des lignes de courant.. Les résultats de l’exemple introduit ci-dessus sont affichés en figure [A.1](#). Les écoulements induits séparément par chacune des interactions sont donnés, ainsi que l’écoulement total, somme de ces différentes interactions. Pour plus de discussion concernant les résultats, vous pouvez vous reporter au chapitre [2](#) de cette thèse.

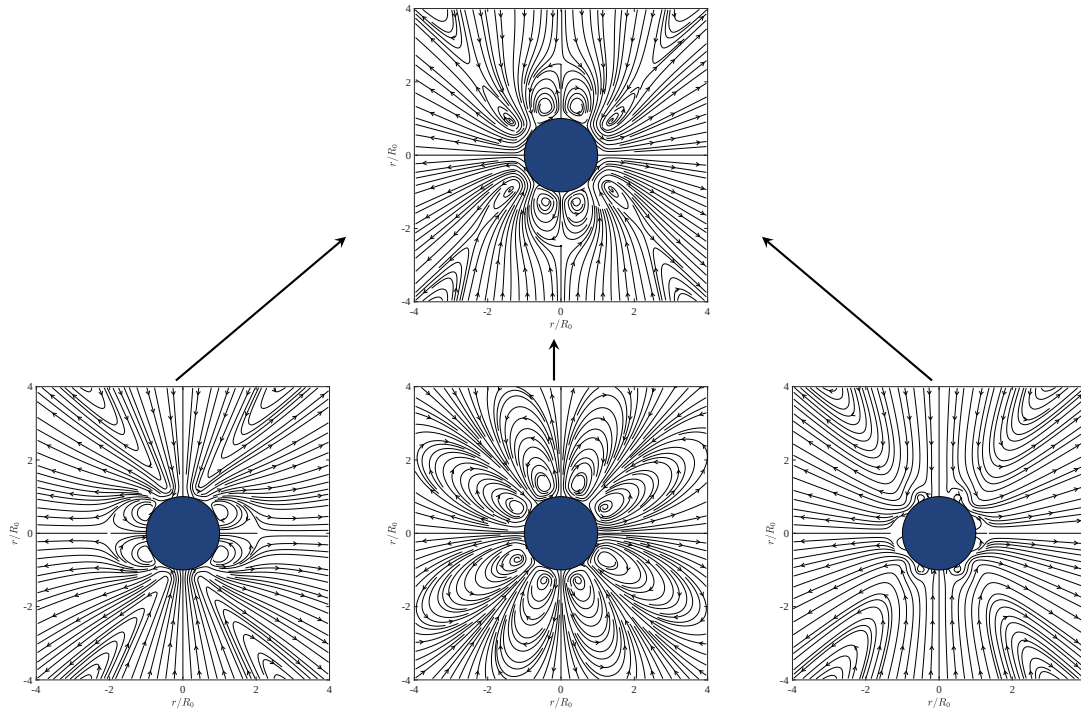


Figure A.1 – Résultats obtenus pour le cas discuté ci-dessus. On trace l'écoulement total (en haut) et chacune des interaction participant à cet écoulement (2-2, 0-4 et 4-4).

Modèle pour la prédiction des écoulements induits par un couple de bulles

Lors de sa dernière visite au laboratoire, Alexander Doinikov a développé un modèle permettant la prédiction des écoulements induits par un couple de bulles. Cette théorie n'est pas une simple extension du cas à une bulle dans le sens où les résultats ne correspondent pas à une simple sommation de ceux obtenus par la théorie à une bulle. En effet, les effets de diffusion multiple sont pris en compte et apportent une contribution majeure à l'écoulement global. Ce travail est en cours de publication dans le *Journal of Fluid Mechanics*. Tout comme pour le modèle de prédiction des écoulements pour une bulle unique, détaillé dans le deuxième chapitre de cette thèse, j'ai implémenté numériquement ce modèle analytique, tout en choisissant les cas numériques d'intérêt pour illustrer les caractéristiques propres à l'interaction entre deux bulles.

B.1 Présentation du modèle

Considérons deux bulles de gaz immergées dans un fluide visqueux newtonien incompressible. Ces bulles peuvent osciller selon leur mode radial, le mode de translation ou tout mode non-sphérique axisymétrique de degré n (notons que l'axe de symétrie des modes doit correspondre à l'axe joignant le centre des bulles). La distance entre le centre d'équilibre des deux bulles est nommée d . À chacune des bulles est associée un repère sphérique propre, (r_1, θ_1, ϕ_1) pour la bulle 1 et (r_2, θ_2, ϕ_2) pour la bulle 2, dont l'origine est définie au centre des bulles, tel que représenté en figure B.1.

Pour le cas d'une bulle unique, le champ diffusé par la bulle possède la même dépendance angulaire que la déformation considérée. Pour la situation qui nous intéresse ici, ce n'est plus le cas. En effet, la diffusion multiple d'une oscillation modale de caractéristique spatiale donnée (selon un mode axisymétrique représenté par une fonction angulaire $P_n(\cos \theta)$) va générer un champ de pression qui se décompose selon l'intégralité des modes axisymétriques (pour tout n). Cet effet est déjà mis en évidence dans une publication de Doinikov et

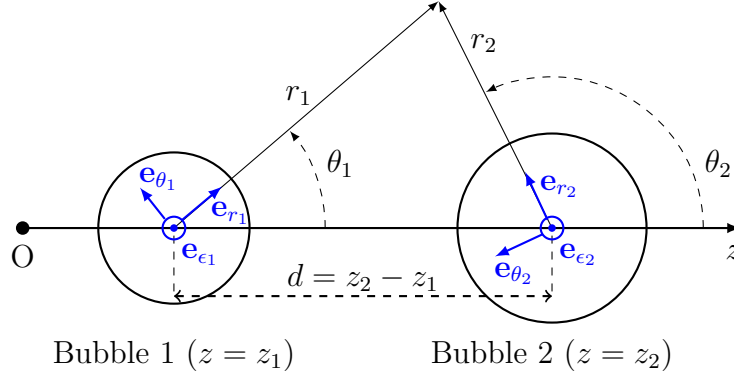


Figure B.1 – Représentation du système étudié pour le modèle d'écoulement induit par deux bulles en oscillations axisymétriques.

Bouakkaz [42]. Pour chaque bulle, le champ diffusé s'exprime alors comme une somme infinie de contribution de modes axisymétriques. Des transformations mathématiques, très utilisées en physique quantique, permettent de passer d'un système de coordonnées sphériques à un autre, et ainsi d'exprimer le champ de pression autour d'une bulle dans le repère sphérique centré sur la bulle voisine. Ces transformations ne sont mathématiquement valides qu'un sein d'un domaine spatial $r_i < d$ dans chacun des repères, tel qu'illustré en figure B.2. Le champ de *microstreaming* global est obtenu en combinant les solutions dans les deux domaines explicités ci-dessus. Afin d'éviter des artefacts numériques, il faut définir une zone de mélange dans laquelle les solutions se combinent. Dans cette zone de mélange, chaque solution est pondérée par une fonction *arctan* afin de forcer la prépondérance de chaque solution dans son domaine propre.

B.2 Deux bulles en oscillations radiales

Alors qu'une bulle unique en oscillation radiale ne produit aucune contribution au *microstreaming*, les effets de diffusion multiple dans le cas de deux bulles en oscillations radiales permettent la mise en place d'un écoulement. Ce phénomène est reporté par Mekki-Berrada *et al.* [102], dans le cas de bulles aplaties confinées dans un micro-canal. Ces effets sont illustrés à l'aide du présent modèle par la figure B.3, pour un couple de bulles $R_{0,1} = R_{0,2} = 50 \mu\text{m}$ oscillant à la fréquence $f = 30 \text{ kHz}$ selon leur mode radial, avec une amplitude $\hat{a}_{0,1} = \hat{a}_{0,2} = 5 \mu\text{m}$. Comme attendu physiquement, les vitesses d'écoulements obtenues diminuent avec l'augmentation de la distance inter-bulle, (figure B.3(d)). Les motifs d'écoulement sont aussi fortement modifiés, notamment l'orientation des deux lobes principaux (ces derniers s'alignent dans la direction verticale lorsque la distance augmente). Notons que ces vitesses restent néanmoins très faibles, de l'ordre du dixième de $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui peut expliquer que de tels motifs ne soient pas observés lors des expériences présentées dans le chapitre 5.

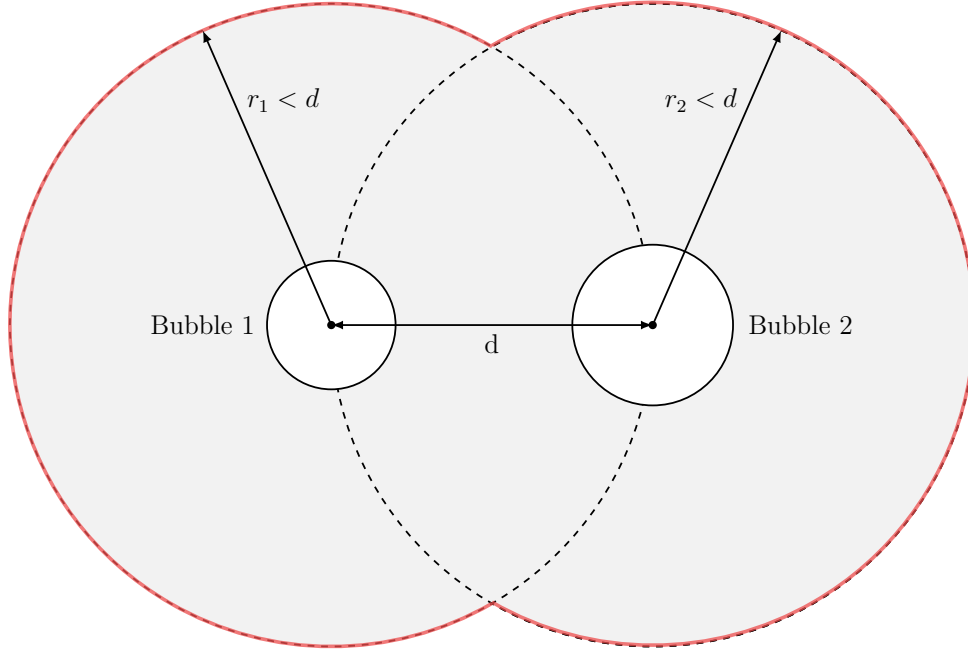


Figure B.2 – Illustration du domaine de validité des solutions pour le modèle d'écoulement induit par deux bulles en oscillations axisymétriques.

B.3 Étude de l'influence de la viscosité du fluide

Ce modèle n'étant pas basé sur des hypothèses liés à l'épaisseur de la couche limite visqueuse, il n'est donc pas restreint à des fluides peux visqueux. Dans cette section est étudiée l'influence de la viscosité sur les écoulements induits par un couple de bulles de rayons $R_{0,1} = R_{0,2} = 50 \mu\text{m}$. Trois distances inter-bulles sont étudiées ($d = 300, 400, 600 \mu\text{m}$) pour trois différentes valeurs de la viscosité ($\mu = 0.001, 0.01, 0.1$ pascals). Les bulles présentent chacune un mode radial et le mode de degré 2, oscillant à la fréquence $f = 30 \text{ kHz}$ selon des amplitudes de $5 \mu\text{m}$. Ces modes oscillent en phase. Les résultats sont présentés en figure B.4.

On remarque ici que plus la viscosité est importante, plus les boucles de recirculation s'écartent de l'interface des bulles. Pour $d = 600 \mu\text{m}$ et $\mu = 0.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ (sous-figure (i)), une structure d'écoulement complexe est observée dans l'espace inter-bulles, au contraire des autres situations pour lesquelles la signature du couple se résume à 4 lobes confinés autour de chacune des bulles. On remarque, toujours en sous-figure (i), que l'extension des lobes est ici réduite et que des lignes de courant joignant les deux bulles apparaissent. La direction des lignes de courant est inversée (voir direction horizontale) par rapport aux autres situations, mettant en évidence une forte influence de la viscosité.

La dépendance de l'amplitude des vitesses Lagrangiennes en fonction de la viscosité est étudiée au travers de la figure B.5 pour deux distances inter-bulles étudiées en figure B.4. La norme de la vitesse Lagrangienne $|\mathbf{v}_L|$ est tracée en fonction de la distance par rapport à l'interface de la bulle selon deux directions distinctes. La première direction (Direction 1)

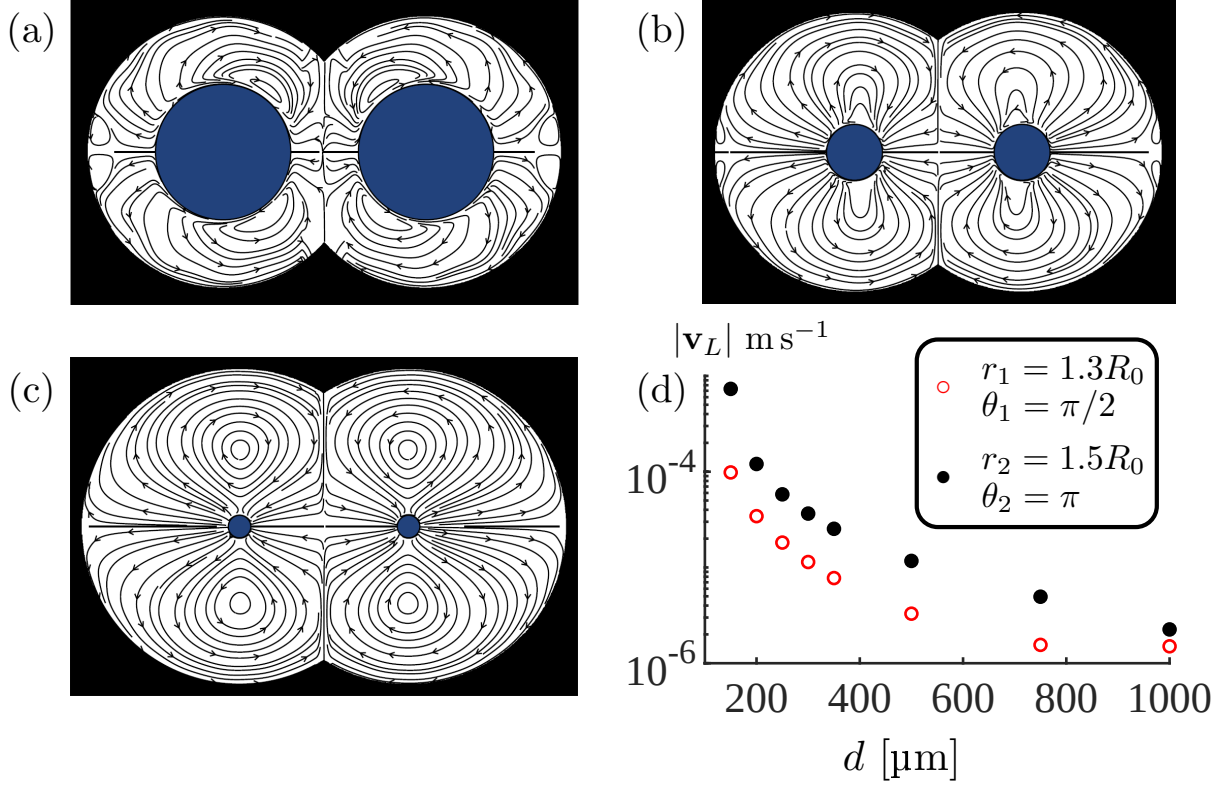


Figure B.3 – Évolution des écoulements induits par un couple de bulle de rayons $R_{0,1} = R_{0,2} = 50 \mu\text{m}$ oscillant à la fréquence $f = 30 \text{ kHz}$ selon leur mode radial, en fonction de la distance inter-bulles. (a) $d = 150 \mu\text{m}$. (b) $d = 300 \mu\text{m}$. (c) $d = 750 \mu\text{m}$. (d) Évolution de la norme de la vitesse lagrangienne en fonction de la distance inter-bulles. La vitesse est mesuré en deux points ($r_1 = 1.3R_{0,1}$, $\theta_1 = \pi/2$) et ($r_2 = 1.5R_{0,2}$, $\theta_2 = \pi$)

est définie à partir de l'interface de la bulle 2, pour $\theta_2 = 0$, alors que la seconde (Direction 2) est définie à partir de l'interface de la bulle 1 pour $\theta_1 = -\pi/2$. On remarque ici que lorsque la viscosité est augmentée, le pic maximal de vitesse est accru et que la position de ce pic s'écarte de l'interface de la bulle. Cette remarque doit néanmoins être nuancée car pour la direction 2, le pic de vitesse pour $\mu = 0.01 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ est plus important que pour $\mu = 0.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$. En revanche, la vitesse est plus importante en champ lointain, ce qui montre que l'énergie portée par la bulle est transmise plus efficacement au fluide lorsque la viscosité augmente.

Conclusions sur le modèle théorique d'écoulements induits par un couple de bulles

Les résultats présentés dans cette annexe offrent de nouvelles perspectives sur la compréhension des écoulements induits par un couple de bulle. Les effets de diffusion multiples jouent un rôle majeur, apportant des contributions additionnelles aux écoulement globaux. Il semble néanmoins difficile aujourd'hui de valider ce modèle à l'aide de données expérimentales, du fait de la difficulté à recréer les conditions exactes de la théorie (bulles à distances fixes, en

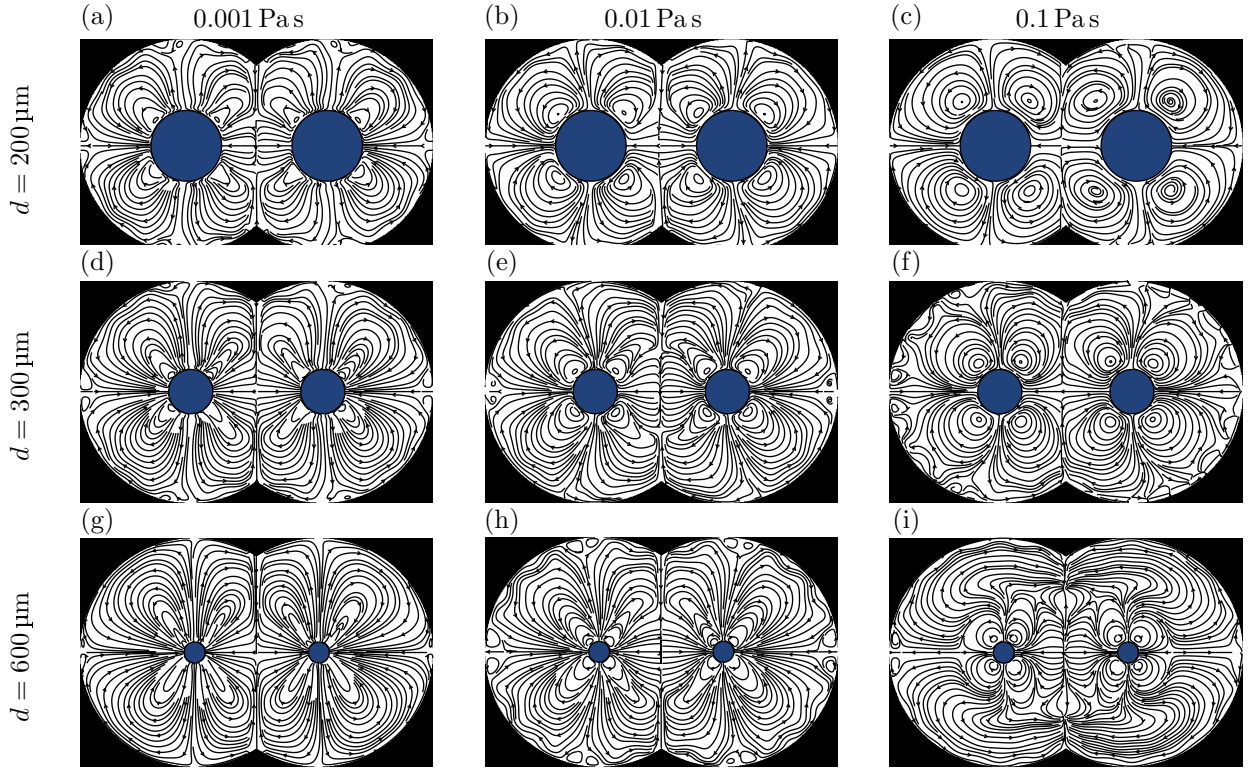


Figure B.4 – Signatures d'écoulement induits par un couple de bulles de rayons identiques oscillant selon le mode radial et le mode de degré 2. Les écoulements sont tracés pour différentes distances inter-bulles et pour différentes viscosités : (a, d, g) $\mu = 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$; (b, e, h) $\mu = 0.01 \text{ Pa} \cdot \text{s}$; (c, f, i) $\mu = 0.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$.

modes axisymétriques et dont l'axe de symétrie est identique). Afin de valider cette théorie, il serait intéressant de proposer un modèle de simulation numériques, qui permettrait de considérer les mêmes conditions physiques. De telles simulations numériques sont développées actuellement au sein de l'équipe.

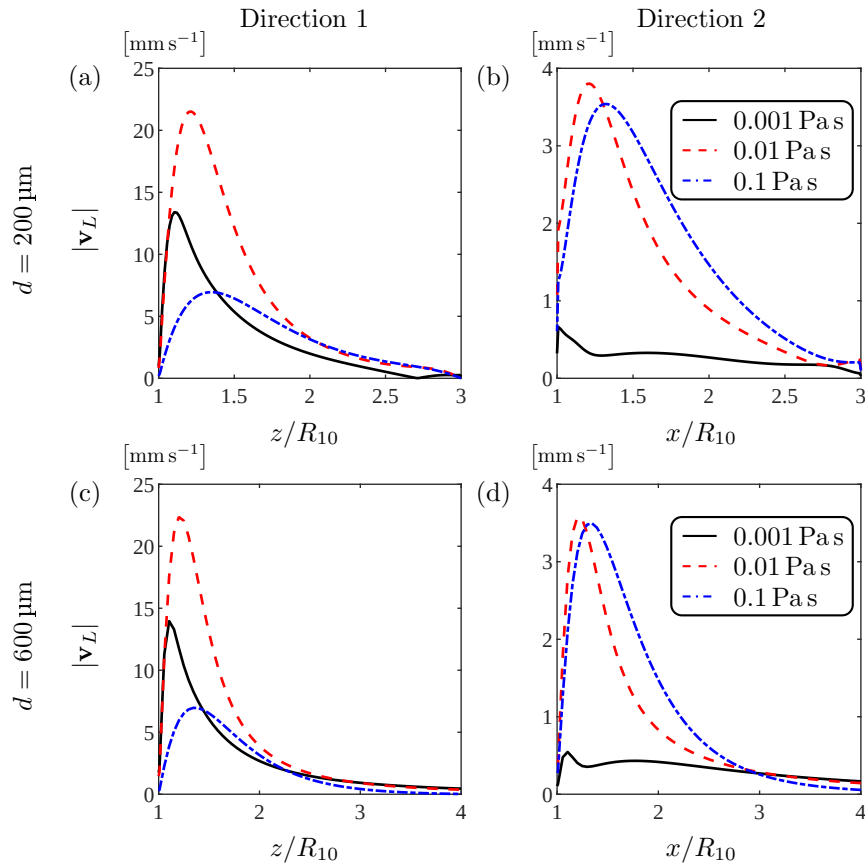


Figure B.5 – Amplitude du champ de vitesse Lagrangien $\mathbf{v}_L$ induit par un couple de bulles oscillant selon le mode radial et le mode de degré 2 selon deux directions distinctes. Les résultats sont tracés pour deux distances inter-bulles particulières ($d = 200 \mu\text{m}$ et $d = 600 \mu\text{m}$) et pour les trois valeurs de viscosité étudiées en figure B.4. La première direction d'étude (Direction 1) est définie à partir de l'interface de la bulle 2, pour $\theta_2 = 0$, alors que la seconde (Direction 2) est définie à partir de l'interface de la bulle 1 pour $\theta_1 = -\pi/2$.

Bibliography

- [1] Lara Adrian, Ronald J Adrian, and Jerry Westerweel. *Particle image velocimetry*. Number 30. Cambridge university press, 2011.
- [2] Daniel Ahmed, Xiaole Mao, Jinjie Shi, Bala Krishna Juluri, and Tony Jun Huang. A millisecond micromixer via single-bubble-based acoustic streaming. 9(18):2738, 2009.
- [3] Daniel Ahmed, Adem Ozcelik, Nagagireesh Bojanala, Nitesh Nama, Awani Upadhyay, Yuchao Chen, Wendy Hanna-Rose, and Tony Jun Huang. Rotational manipulation of single cells and organisms using acoustic waves. *Nature Communications*, 7(1):11085, 2016.
- [4] Michael A. Ainslie and Timothy G. Leighton. Review of scattering and extinction cross-sections, damping factors, and resonance frequencies of a spherical gas bubble. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(5):3184–3208, 2011.
- [5] John S. Allen, Dustin E. Kruse, Paul A. Dayton, and Katherine W. Ferrara. Effect of coupled oscillations on microbubble behavior. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(3):1678–1690, 2003.
- [6] J. Appel, P. Koch, R. Mettin, D. Krefting, and W. Lauterborn. Stereoscopic high-speed recording of bubble filaments. *Ultrasonics Sonochemistry*, 11(1):39–42, 2004.
- [7] Diego Baresch, Jean-Louis Thomas, and Régis Marchiano. Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers. *Physical review letters*, 116(2):024301, 2016.
- [8] Cx K Batchelor and GK Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge university press, 2000.
- [9] Nicolas Bertin, Tamsin A. Spelman, Thomas Combriat, Hervé Hue, Olivier Stéphan, Eric Lauga, and Philippe Marmottant. Bubble-based acoustic micropulsors: active surfaces and mixers. *Lab on a Chip*, 17(8):1515–1528, 2017.

- [10] Nicolas Bertin, Tamsin A. Spelman, Olivier Stephan, Laetitia Gredy, Michel Bouriau, Eric Lauga, and Philippe Marmottant. Propulsion of bubble-based acoustic microswimmers. *Physical Review Applied*, 4(6):064012, 2015.
- [11] C.-A. Bjerknes. Phénomènes dits hydro-électriques et hydromagnétiques. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 10(1):509–513, 1881.
- [12] Vilhelm Bjerknes. *Fields of force: supplementary lectures, applications to meteorology; a course of lectures in mathematical physics delivered December 1 to 23, 1905*. Number 1. Columbia University Press, 1906.
- [13] FG Blake Jr. Bjerknes forces in stationary sound fields. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 21(5):551–551, 1949.
- [14] Rocío Bolaños-Jiménez, Massimiliano Rossi, David Fernandez Rivas, Christian J. Kahler, and Alvaro Marin. Streaming flow by oscillating bubbles: quantitative diagnostics via particle tracking velocimetry. *Journal of Fluid Mechanics*, 820:529–548, 2017.
- [15] Mark A. Borden and Marjorie L. Longo. Dissolution behavior of lipid monolayer-coated, air-filled microbubbles: Effect of lipid hydrophobic chain length. *Langmuir*, 18(24):9225–9233, 2002.
- [16] Christopher E. Brennen. *Cavitation and bubble dynamics*. Number 44 in Oxford engineering science series. Oxford University Press, 1995.
- [17] Michael P. Brenner, Detlef Lohse, and T. F. Dupont. Bubble shape oscillations and the onset of sonoluminescence. *Physical Review Letters*, 75(5):954–957, 1995.
- [18] Fabrizio Calliada, Rodolfo Campani, Olivia Bottinelli, Anna Bozzini, and Maria Grazia Sommaruga. Ultrasound contrast agents: Basic principles. *European Journal of Radiology*, 27:S157–S160, 1998.
- [19] Wang Cheng-Hui and Cheng Jian-Chun. Interaction of a bubble and a bubble cluster in an ultrasonic field. *Chinese Physics B*, 22(1):014304, 2013.
- [20] AK Chesters and G Hofman. Bubble coalescence in pure liquids. In *Mechanics and Physics of Bubbles in Liquids*, pages 353–361. Springer, 1982.
- [21] James E. Chomas, Paul Dayton, Donovan May, and Kathy Ferrara. Threshold of fragmentation for ultrasonic contrast agents. *Journal of Biomedical Optics*, 6(2):141, 2001.
- [22] Charles C. Church. A method to account for acoustic microstreaming when predicting bubble growth rates produced by rectified diffusion. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(5):1758–1764, 1988.

-
- [23] S. Cleve, M. Guédra, C. Mauger, C. Inserra, and P. Blanc-Benon. Microstreaming induced by acoustically trapped, non-spherically oscillating microbubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 875:597–621, 2019.
- [24] Sarah Cleve. *Microstreaming induced in the vicinity of an acoustically excited, non-spherically oscillating microbubble*. PhD thesis, 2019. Thèse de doctorat dirigée par Blanc-Benon, Philippe Acoustique Lyon 2019.
- [25] Sarah Cleve, Matthieu Guédra, Claude Inserra, Cyril Mauger, and Philippe Blanc-Benon. Surface modes with controlled axisymmetry triggered by bubble coalescence in a high-amplitude acoustic field. *Physical Review E*, 98(3):033115, 2018.
- [26] Andrew J. Coleman, John E. Saunders, Lawrence A. Crum, and Mary Dyson. Acoustic cavitation generated by an extracorporeal shockwave lithotripter. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 13(2):69–76, 1987.
- [27] Thomas Combriat, Philippine Rouby-Poizat, Alexander A. Doinikov, Olivier Stephan, and Philippe Marmottant. Acoustic interaction between 3d-fabricated cubic bubbles. *Soft Matter*, 16(11):2829–2835, 2020.
- [28] Stanley S. Cook. Erosion by water-hammer. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 119(783):481–488, 1928.
- [29] Corentin Cornu, Matthieu Guédra, Jean-Christophe Béra, Hao-Li Liu, Wen-Shiang Chen, and Claude Inserra. Ultrafast monitoring and control of subharmonic emissions of an unseeded bubble cloud during pulsed sonication. *Ultrasonics Sonochemistry*, 42:697–703, 2018.
- [30] Yves Couder, Suzie Protiere, Emmanuel Fort, and Arezki Boudaoud. Walking and orbiting droplets. *Nature*, 437(7056):208–208, 2005.
- [31] Lawrence A. Crum. Bjerknes forces on bubbles in a stationary sound field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 57(6):1363–1370, 1975.
- [32] L. d’Agostino and C. E. Brennen. On the acoustical dynamics of bubble clouds. volume FED-2, pages 72–75. American Society of Mechanical Engineers, 1983.
- [33] B. J. Davidson and N. Riley. Cavitation microstreaming. *Journal of Sound and Vibration*, 15(2):217–233, 1971.
- [34] Cheri X Deng, Fred Sieling, Hua Pan, and Jianmin Cui. Ultrasound-induced cell membrane porosity. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 30(4):519–526, 2004.
- [35] A. A. Doinikov and S. T. Zavtrak. On the mutual interaction of two gas bubbles in a sound field. *Physics of Fluids*, 7(8):1923–1930, 1995.

- [36] Alexander Doinikov. Translational motion of two interacting bubbles in a strong acoustic field. *Physical Review E*, 64(2):026301, 2001.
- [37] Alexander A. Doinikov. Bjerknes forces between two bubbles in a viscous fluid. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(6):3305–3312, 1999.
- [38] Alexander A Doinikov. Bjerknes forces and translational bubble dynamics. *Bubble and particle dynamics in acoustic fields: modern trends and applications*, 661:95–143, 2005.
- [39] Alexander A. Doinikov, Diane Bienaimé, S. Roberto Gonzalez-Avila, Claus-Dieter Ohl, and Philippe Marmottant. Nonlinear dynamics of two coupled bubbles oscillating inside a liquid-filled cavity surrounded by an elastic medium. *Physical Review E*, 99(5):053106, 2019.
- [40] Alexander A. Doinikov and Ayache Bouakaz. Acoustic microstreaming around a gas bubble. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 127(2):703–709, 2010.
- [41] Alexander A. Doinikov and Ayache Bouakaz. Theoretical model for coupled radial and translational motion of two bubbles at arbitrary separation distances. *Phys. Rev. E*, 92:043001, 2015.
- [42] Alexander A. Doinikov and Ayache Bouakaz. Theoretical model for coupled radial and translational motion of two bubbles at arbitrary separation distances. *Physical Review E*, 92(4):043001, 2015.
- [43] Alexander A. Doinikov and Ayache Bouakaz. Microstreaming generated by two acoustically induced gas bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 796:318–339, 2016.
- [44] Alexander A. Doinikov, Michael S. Gerlt, Alen Pavlic, and Jurg Dual. Acoustic streaming produced by sharp-edge structures in microfluidic devices. *Microfluidics and Nanofluidics*, 24(5):32, 2020.
- [45] Benjamin Dollet, Sander M. van der Meer, Valeria Garbin, Nico de Jong, Detlef Lohse, and Michel Versluis. Nonspherical oscillations of ultrasound contrast agent microbubbles. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 34(9):1465–1473, 2008.
- [46] PC Duineveld. Bouncing and coalescence of bubble pairs rising at high reynolds number in pure water or aqueous surfactant solutions. In *In Fascination of Fluid Dynamics*, pages 409–439. Springer, 1998.
- [47] Samuel A Elder. Cavitation microstreaming. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 31(1):54–64, 1959.
- [48] Anthony I. Eller. Growth of bubbles by rectified diffusion. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 46(5):1246–1250, 1969.

-
- [49] Anthony I Eller and Lawrence A Crum. Instability of the motion of a pulsating bubble in a sound field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 47(3B):762–767, 1970.
- [50] P. S. Epstein and M. S. Plesset. On the stability of gas bubbles in liquid-gas solutions. *The Journal of Chemical Physics*, 18(11):1505–1509, 1950.
- [51] Caleb H. Farny, R. Glynn Holt, and Ronald A. Roy. The correlation between bubble-enhanced HIFU heating and cavitation power. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 57(1):175–184, 2010.
- [52] Maxime Fauconnier, Jean-Christophe Béra, and Claude Interra. Nonspherical modes nondegeneracy of a tethered bubble. *Physical Review E*, 102(3):033108, 2020.
- [53] A Francescutto and R Nabergoj. Pulsation amplitude threshold for surface waves on oscillating bubbles. *Acta Acustica united with Acustica*, 41(3):215–220, 1978.
- [54] D. Felipe Gaitan, Lawrence A. Crum, Charles C. Church, and Ronald A. Roy. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91(6):3166–3183, 1992.
- [55] Valeria Garbin, Benjamin Dollet, Marlies Overvelde, Dan Cojoc, Enzo Di Fabrizio, Leen van Wijngaarden, Andrea Prosperetti, Nico de Jong, Detlef Lohse, and Michel Versluis. History force on coated microbubbles propelled by ultrasound. *Physics of Fluids*, 21(9):092003, 2009.
- [56] Forrest R. Gilmore. The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid, 1952.
- [57] JP Glas and JW Westwater. Measurements of the growth of electrolytic bubbles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7(12):1427–1443, 1964.
- [58] Parag R. Gogate. Cavitation reactors for process intensification of chemical processing applications: A critical review. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 47(4):515–527, 2008.
- [59] Silvestre Roberto Gonzalez-Avila, Anne Charlotte van Blokland, Qingyun Zeng, and Claus-Dieter Ohl. Jetting and shear stress enhancement from cavitation bubbles collapsing in a narrow gap. *Journal of Fluid Mechanics*, 884:A23, 2020.
- [60] Robert K. Gould. Rectified diffusion in the presence of, and absence of, acoustic streaming. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 56(6):1740–1746, 1974.
- [61] Matthieu Guédra, Sarah Cleve, Cyril Mauger, Philippe Blanc-Benon, and Claude Interra. Dynamics of nonspherical microbubble oscillations above instability threshold. *Physical Review E*, 96(6):063104, 2017.

- [62] Matthieu Guédra, Claude Insera, Cyril Mauger, and Bruno Gilles. Experimental evidence of nonlinear mode coupling between spherical and nonspherical oscillations of microbubbles. *Physical Review E*, 94(5):053115, 2016.
- [63] Bing Han, Karsten Köhler, Kerstin Jungnickel, Robert Mettin, Werner Lauterborn, and Alfred Vogel. Dynamics of laser-induced bubble pairs. *Journal of Fluid Mechanics*, 771:706–742, 2015.
- [64] Lars Hoff, Per C. Sontum, and Jens M. Hovem. Oscillations of polymeric microbubbles: Effect of the encapsulating shell. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(4):2272–2280, 2000.
- [65] Pai-Yi Hsiao, Martin Devaud, and Jean-Claude Bacri. Acoustic coupling between two air bubbles in water. *The European Physical Journal E*, 4(1):5–10, 2001.
- [66] Masato Ida. A characteristic frequency of two mutually interacting gas bubbles in an acoustic field. *Physics Letters A*, 297(3):210–217, 2002.
- [67] Masato Ida. Alternative interpretation of the sign reversal of secondary bjerknes force acting between two pulsating gas bubbles. *Physical Review E*, 67(5):056617, 2003.
- [68] Masato Ida. Phase properties and interaction force of acoustically interacting bubbles: A complementary study of the transition frequency. *Physics of Fluids*, 17(9):097107, 2005.
- [69] Masato Ida, Takashi Naoe, and Masatoshi Futakawa. Suppression of cavitation inception by gas bubble injection: A numerical study focusing on bubble-bubble interaction. *Physical Review E*, 76(4):046309, 2007.
- [70] Yurii A. Ilinskii, Mark F. Hamilton, and Evgenia A. Zabolotskaya. Bubble interaction dynamics in lagrangian and hamiltonian mechanics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 121(2):786–795, 2007.
- [71] Junjie Jiao, Yong He, Sandra E. Kentish, Muthupandian Ashokkumar, Richard Manasseh, and Judy Lee. Experimental and theoretical analysis of secondary bjerknes forces between two bubbles in a standing wave. *Ultrasonics*, 58:35–42, 2015.
- [72] Junjie Jiao, Yong He, Kyuichi Yasui, Sandra E Kentish, Muthupandian Ashokkumar, Richard Manasseh, and Judy Lee. Influence of acoustic pressure and bubble sizes on the coalescence of two contacting bubbles in an acoustic field. *Ultrasonics sonochemistry*, 22:70–77, 2015.
- [73] Eric Johnsen and Tim Colonius. Numerical simulations of non-spherical bubble collapse. *Journal of Fluid Mechanics*, 629:231–262, 2009.

- [74] Kyle R. Jones, Jeffrey B. Johnson, Rick Aster, Philip R. Kyle, and W.C. McIntosh. Infrasonic tracking of large bubble bursts and ash venting at erebus volcano, antarctica. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 177(3):661–672, 2008.
- [75] Sanjiv Kaul. Current status of contrast echocardiography. *ACC Current Journal Review*, 9(3):73–75, 2000.
- [76] Joseph B. Keller and Michael Miksis. Bubble oscillations of large amplitude. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(2):628–633, 1980.
- [77] Youngchan Kim, Kyoo Hyun Kim, and Youngkeun Park. Measurement techniques for red blood cell deformability: recent advances. *Blood Cell—An Overview of Studies in Hematology*, 10:167–194, 2012.
- [78] RD Kirkpatrick and MJ Lockett. The influence of approach velocity on bubble coalescence. *Chemical Engineering Science*, 29(12):2363–2373, 1974.
- [79] Josef Kolb and Wesley L. Nyborg. Small-scale acoustic streaming in liquids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(6):1237–1242, 1956.
- [80] M. Kornfeld and L. Suvorov. On the destructive action of cavitation. *Journal of Applied Physics*, 15(6):495–506, 1944.
- [81] S. Krishnadasan, R. J. C. Brown, A. J. deMello, and J. C. deMello. Intelligent routes to the controlled synthesis of nanoparticles. *Lab on a Chip*, 7(11):1434, 2007.
- [82] S. Kumar and C. E. Brennen. Harmonic cascading in bubble clouds. 1992.
- [83] Sir Horace Lamb. *Hydrodynamics*. University Press, 1916.
- [84] Andreas Lamprecht, Thomas Schwarz, Jingtao Wang, and Jurg Dual. Viscous torque on spherical micro particles in two orthogonal acoustic standing wave fields. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 138(1):23–32, 2015.
- [85] LD Landau and EM Lifshitz. Fluid mechanics. 2nd english ed. vol. 6. *Course of Theoretical Physics (Pergamon Press, Oxford, 1987)[Translated from the Russian by JB Sykes and WH Reid]*, 1987.
- [86] Maxime Lanoy, Caroline Derec, Arnaud Tourin, and Valentin Leroy. Manipulating bubbles with secondary bjerknes forces. *Applied Physics Letters*, 107(21):214101, 2015.
- [87] Nino F. Laubli, Naveen Shamsudhin, Hannes Vogler, Gautam Munglani, Ueli Grossniklaus, Daniel Ahmed, and Bradley J. Nelson. 3d manipulation and imaging of plant cells using acoustically activated microbubbles. *Small Methods*, 3(3):1800527, 2019.
- [88] W. Lauterborn. High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids. *Applied Physics Letters*, 21(1):27–29, 1972.

- [89] T. G. Leighton. From seas to surgeries, from babbling brooks to baby scans: the acoustics of gas bubbles in liquids. *International Journal of Modern Physics B*, 18(25):3267–3314, 2004.
- [90] T G Leighton, A J Walton, and M J W Pickworth. Primary bjerknes forces. *European Journal of Physics*, 11(1):47–50, 1990.
- [91] I. Lentacker, I. De Cock, R. Deckers, S.C. De Smedt, and C.T.W. Moonen. Understanding ultrasound induced sonoporation: Definitions and underlying mechanisms. *Advanced Drug Delivery Reviews*, 72:49–64, 2014.
- [92] Valentin Leroy, Martin Devaud, and Jean-Claude Bacri. The air bubble: experiments on an unusual harmonic oscillator. *American Journal of Physics*, 70(10):1012–1019, 2002.
- [93] Yue Li, Zhiyi Chen, and Shuping Ge. Sonoporation: Underlying mechanisms and applications in cellular regulation. *BIO Integration*, 2(1):29–36, 2021.
- [94] James Lighthill. Acoustic streaming. *Journal of sound and vibration*, 61(3):391–418, 1978.
- [95] Michael S. Longuet-Higgins. Viscous streaming from an oscillating spherical bubble. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 454(1970):725–742, 1998.
- [96] O. Louisnard. A viable method to predict acoustic streaming in presence of cavitation. *Ultrasonics Sonochemistry*, 35:518–524, 2017.
- [97] Knud Lunde and Richard J Perkins. Shape oscillations of rising bubbles. In *In Fascination of Fluid Dynamics*, pages 387–408. Springer, 1998.
- [98] A Maksimov. Splitting of the surface modes for bubble oscillations near a boundary. *Physics of Fluids*, 32(10):102104, 2020.
- [99] A.O. Maksimov. Viscous streaming from surface waves on the wall of acoustically-driven gas bubbles. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 26(1):28–42, 2007.
- [100] Alvaro Marin, Massimiliano Rossi, Bhargav Rallabandi, Cheng Wang, Sascha Hilgenfeldt, and Christian J. Kahler. Three-dimensional phenomena in microbubble acoustic streaming. *Physical Review Applied*, 3(4):041001, 2015.
- [101] Philippe Marmottant and Sascha Hilgenfeldt. Controlled vesicle deformation and lysis by single oscillating bubbles. *Nature*, 423(6936):153–156, 2003.
- [102] F. Mekki-Berrada, T. Combriat, P. Thibault, and P. Marmottant. Interactions enhance the acoustic streaming around flattened microfluidic bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 797:851–873, 2016.

-
- [103] R. Mettin, I. Akhatov, U. Parlitz, C. Ohl, and W. Lauterborn. Bjerknes forces between small cavitation bubbles in a strong acoustic field. *Physical Review E*, 56(3):2924–2931, 1997.
- [104] M. Minnaert. XVI. *On musical air-bubbles and the sounds of running water*. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 16(104):235–248, 1933.
- [105] KA Mørch. On the collapse of cavity clusters in flow cavitation. In *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics*, pages 95–100. Springer, 1980.
- [106] E. A. Neppiras and B. E. Noltingk. Cavitation produced by ultrasonics: Theoretical conditions for the onset of cavitation. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 64(12):1032–1038, 1951.
- [107] B. E. Noltingk and E. A. Neppiras. Cavitation produced by ultrasonics. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 63(9):674–685, 1950.
- [108] Till Nowak, Carlos Cairós, Eduard Batyrshin, and Robert Mettin. Acoustic streaming and bubble translation at a cavitating ultrasonic horn. page 020002, 2015.
- [109] Hasan N. Oguz and Andrea Prosperetti. A generalization of the impulse and virial theorems with an application to bubble oscillations. *Journal of Fluid Mechanics*, 218(-1):143, 1990.
- [110] C. D. Ohl and R. Ikink. Shock-wave-induced jetting of micron-size bubbles. *Physical Review Letters*, 90(21):214502, 2003.
- [111] Sinem Orbay, Adem Ozcelik, James Lata, Murat Kaynak, Mengxi Wu, and Tony Jun Huang. Mixing high-viscosity fluids via acoustically driven bubbles. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 27(1):015008, 2017.
- [112] Vikash Pandey. Asymmetry and sign reversal of secondary bjerknes force from strong nonlinear coupling in cavitation bubble pairs. *Physical Review E*, 99(4):042209, 2019.
- [113] V. Pereno, M. Aron, O. Vince, C. Mannaris, A. Seth, M. de Saint Victor, G. Lajoinie, M. Versluis, C. Coussios, D. Carugo, and E. Stride. Layered acoustofluidic resonators for the simultaneous optical and acoustic characterisation of cavitation dynamics, microstreaming, and biological effects. *Biomicrofluidics*, 12(3):034109, 2018.
- [114] Valerio Pereno, Junjun Lei, Dario Carugo, and Eleanor Stride. Microstreaming inside model cells induced by ultrasound and microbubbles. *Langmuir*, 36(23):6388–6398, 2020.
- [115] M. S. Plesset. The dynamics of cavitation bubbles. *Journal of Applied Mechanics*, 16(3):277–282, 1949.

- [116] M. S. Plesset. On the stability of fluid flows with spherical symmetry. *Journal of Applied Physics*, 25(1):96–98, 1954.
- [117] H Poritsky. Proceedings of the first US national congress on applied mechanics. *American Society of Mechanical Engineers*, 1952.
- [118] Michiel Postema, Philippe Marmottant, Charles T Lancée, Sascha Hilgenfeldt, and Nico De Jong. Ultrasound-induced microbubble coalescence. *Ultrasound in medicine & biology*, 30(10):1337–1344, 2004.
- [119] Michiel Postema, Annemieke van Wamel, Folkert J. ten Cate, and Nico de Jong. High-speed photography during ultrasound illustrates potential therapeutic applications of microbubbles. *Medical Physics*, 32(12):3707–3711, 2005.
- [120] Vincent Poulichet, Axel Huerre, and Valeria Garbin. Shape oscillations of particle-coated bubbles and directional particle expulsion. *Soft Matter*, 13(1):125–133, 2017.
- [121] Paul Prentice, Alfred Cuschieri, Kishan Dholakia, Mark Prausnitz, and Paul Campbell. Membrane disruption by optically controlled microbubble cavitation. *Nature Physics*, 1(2):107–110, 2005.
- [122] Yuanyuan Qiu, Yi Luo, Yanli Zhang, Weicheng Cui, Dong Zhang, Junru Wu, Junfeng Zhang, and Juan Tu. The correlation between acoustic cavitation and sonoporation involved in ultrasound-mediated DNA transfection with polyethylenimine (PEI) in vitro. *Journal of Controlled Release*, 145(1):40–48, 2010.
- [123] Bhargav Rallabandi, Alvaro Marin, Massimiliano Rossi, Christian J. Kahler, and Sascha Hilgenfeldt. Three-dimensional streaming flow in confined geometries. *Journal of Fluid Mechanics*, 777:408–429, 2015.
- [124] Lord Rayleigh. VIII. *On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity*. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(200):94–98, 1917.
- [125] Liqiang Ren, Nitesh Nama, Jeffrey M. McNeill, Fernando Soto, Zhifei Yan, Wu Liu, Wei Wang, Joseph Wang, and Thomas E. Mallouk. 3d steerable, acoustically powered microswimmers for single-particle manipulation. *Science Advances*, 5(10):eaax3084, 2019.
- [126] J. A. Rooney. Hemolysis near an ultrasonically pulsating gas bubble. *Science*, 169(3948):869–871, 1970.
- [127] Silke Roovers, Guillaume Lajoinie, Ine De Cock, Toon Brans, Heleen Dewitte, Kevin Braeckmans, Michel Versluis, Stefaan C. De Smedt, and Ine Lentacker. Sonoprinting of nanoparticle-loaded microbubbles: Unraveling the multi-timescale mechanism. *Biomaterials*, 217:119250, 2019.

-
- [128] Murray D Rosenberg. Gaseous-type cavitation in liquids. Technical report, Harvard University Cambridge MA Acoustics Research Lab, 1953.
- [129] Joel S. Rossier and Hubert H. Girault. Enzyme linked immunosorbent assay on a microchip with electrochemical detection. *Lab on a Chip*, 1(2):153, 2001.
- [130] Johannes Schindelin, Ignacio Arganda-Carreras, Erwin Frise, Verena Kaynig, Mark Longair, Tobias Pietzsch, Stephan Preibisch, Curtis Rueden, Stephan Saalfeld, Benjamin Schmid, et al. Fiji: an open-source platform for biological-image analysis. *Nature methods*, 9(7):676–682, 2012.
- [131] Stephen J. Shaw. Nonspherical sub-millimeter gas bubble oscillations: Parametric forcing and nonlinear shape mode coupling. *Physics of Fluids*, 29(12):122103, 2017.
- [132] Yang Shen, Lingling Zhang, Yaorong Wu, and Weizhong Chen. The role of the bubble–bubble interaction on radial pulsations of bubbles. *Ultrasonics Sonochemistry*, 73:105535, 2021.
- [133] Álvaro Moreno Soto, Pablo Peñas, Guillaume Lajoinie, Detlef Lohse, and Devaraj van der Meer. Ultrasound-enhanced mass transfer during single-bubble diffusive growth. *Physical Review Fluids*, 5(6):063605, 2020.
- [134] Tamsin A Spelman and Eric Lauga. Arbitrary axisymmetric steady streaming: Flow, force and propulsion. *Journal of Engineering Mathematics*, 105(1):31–65, 2017.
- [135] Tamsin A. Spelman, Olivier Stephan, and Philippe Marmottant. Multi-directional bubble generated streaming flows. *Ultrasonics*, 102:106054, 2020.
- [136] Kenneth S. Suslick, David A. Hammerton, and Raymond E. Cline. Sonochemical hot spot. *Journal of the American Chemical Society*, 108(18):5641–5642, 1986.
- [137] Qiang Tang, Fei Liang, Liang Huang, Peng Zhao, and Wenhui Wang. On-chip simultaneous rotation of large-scale cells by acoustically oscillating bubble array. *Biomedical Microdevices*, 22(1):13, 2020.
- [138] William Thielicke and Eize Stamhuis. Pivlab—towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in matlab. *Journal of open research software*, 2(1), 2014.
- [139] Paul Tho, Richard Manasseh, and Andrew Ooi. Cavitation microstreaming patterns in single and multiple bubble systems. *Journal of Fluid Mechanics*, 576:191–233, 2007.
- [140] Jean-Yves Tinevez, Nick Perry, Johannes Schindelin, Genevieve M Hoopes, Gregory D Reynolds, Emmanuel Laplantine, Sebastian Y Bednarek, Spencer L Shorte, and Kevin W Eliceiri. Trackmate: An open and extensible platform for single-particle tracking. *Methods*, 115:80–90, 2017.

- [141] Annemieke van Wamel, Klazina Kooiman, Miranda Hartevelde, Marcia Emmer, Folkert J. ten Cate, Michel Versluis, and Nico de Jong. Vibrating microbubbles poking individual cells: Drug transfer into cells via sonoporation. *Journal of Controlled Release*, 112(2):149–155, 2006.
- [142] L. van Wijngaarden. On the collective collapse of a large number of gas bubbles in water. In Henry Gortler, editor, *Applied Mechanics*, pages 854–861. Springer, 1966.
- [143] Michel Versluis, Eleanor Stride, Guillaume Lajoinie, Benjamin Dollet, and Tim Segers. Ultrasound contrast agent modeling: A review. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 46(9):2117–2144, 2020.
- [144] K. Vokurka. On rayleigh’s model of a freely oscillating bubble. i. basic relations. *Czechoslovak Journal of Physics*, 35(1):28–40, 1985.
- [145] Cheng Wang, Shreyas V. Jalikop, and Sascha Hilgenfeldt. Efficient manipulation of microparticles in bubble streaming flows. *Biomechanics*, 6(1):012801, 2012.
- [146] Cheng Wang, Bhargav Rallabandi, and Sascha Hilgenfeldt. Frequency dependence and frequency control of microbubble streaming flows. *Physics of Fluids*, 25(2):022002, 2013.
- [147] Chenghui Wang and Jianchun Cheng. Cavitation microstreaming generated by a bubble pair in an ultrasound field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 134(2):1675–1682, 2013.
- [148] A.R. Williams. Shear-induced fragmentation of human erythrocytes. *Biorheology*, 10(3):303–311, 1973.
- [149] C. C. Wu and Paul H. Roberts. Shock-wave propagation in a sonoluminescing gas bubble. *Physical Review Letters*, 70(22):3424–3427, 1993.
- [150] Junru Wu and Gonghuan Du. Streaming generated by a bubble in an ultrasound field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 101(4):1899–1907, 1997.
- [151] Junru Wu, Joel P. Ross, and Jen-Fu Chiu. Reparable sonoporation generated by microstreaming. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(3):1460–1464, 2002.
- [152] Kenji Yoshida, Takaaki Fujikawa, and Yoshiaki Watanabe. Experimental investigation on reversal of secondary Bjerknes force between two bubbles in ultrasonic standing wave. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(1):135–144, 2011.
- [153] E. A. Zabolotskaya. Interaction of gas-bubbles in a sound field. *Soviet Physics Acoustics-USSR*, 30(5):365–368, 1984.

- [154] J Zawala, M Krasowska, T Dabros, and K Malysa. Influence of bubble kinetic energy on its bouncing during collisions with various interfaces. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 85(5):669–678, 2007.
- [155] Jan Zawala, Stéphane Dorbolo, Denis Terwagne, Nicolas Vandewalle, and Kazimierz Malysa. Bouncing bubble on a liquid/gas interface resting or vibrating. *Soft Matter*, 7(14):6719–6726, 2011.
- [156] Ali Zorgani, Tarek Abdul Ghafour, Maxime Lescanne, Stefan Catheline, and Aline Bel-Brunon. Optical elastography: tracking surface waves with digital image correlation. *Physics in Medicine & Biology*, 64(5):055007, 2019.

Publications personnelles

- [Pers1] Alexander A. Doinikov, Sarah Cleve, Gabriel Regnault, Cyril Mauger, and Claude Inserra. Acoustic microstreaming produced by nonspherical oscillations of a gas bubble. i. case of modes 0 and m. *Physical Review E*, 100(3):033104, 2019.
- [Pers2] Alexander A. Doinikov, Sarah Cleve, Gabriel Regnault, Cyril Mauger, and Claude Inserra. Acoustic microstreaming produced by nonspherical oscillations of a gas bubble. II. case of modes 1 and m. *Physical Review E*, 100(3):033105, 2019.
- [Pers3] Claude Inserra, Gabriel Regnault, Sarah Cleve, Cyril Mauger, and Philippe Blanc-Benon. Induction of microstreaming by nonspherical bubble oscillations in an acoustic levitation system. *Journal of Visualized Experiments: Jove*, (171), 2021.
- [Pers4] Claude Inserra, Gabriel Regnault, Sarah Cleve, Cyril Mauger, and Alexander A. Doinikov. Acoustic microstreaming produced by nonspherical oscillations of a gas bubble. III. case of self-interacting modes n-n. *Physical Review E*, 101(1):013111, 2020.
- [Pers5] Claude Inserra, Gabriel Regnault, Sarah Cleve, Cyril Mauger, and Alexander A. Doinikov. Acoustic microstreaming produced by nonspherical oscillations of a gas bubble. IV. case of modes n and m. *Physical Review E*, 102(4):043103, 2020.
- [Pers6] Gabriel Regnault, Cyril Mauger, Philippe Blanc-Benon, Alexander A. Doinikov, and Claude Inserra. Signatures of microstreaming patterns induced by nonspherically oscillating bubbles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 150(2):1188–1197, 2021.
- [Pers7] Gabriel Regnault, Cyril Mauger, Philippe Blanc-Benon, and Claude Inserra. Secondary radiation force between two closely spaced acoustic bubbles. *Physical Review E*, 102(3):031101, 2020.

Comportement d'un couple de bulles micrométriques sous excitation ultrasonore.

Les microbulles de gaz sont des agents physiques permettant une redistribution dans leur voisinage de l'énergie ultrasonore. Dans des applications médicales ou industrielles, elles permettent entre autre la perméabilisation de membrane cellulaire, le nettoyage de surface, l'optimisation de réactions chimiques ... Ces bulles sont généralement rencontrées sous forme d'ensembles plus ou moins denses. Le comportement de ces groupes, ou nuages, de bulles est piloté par différentes interactions, acoustiques ou fluidiques. La compréhension d'un nuage de bulles nécessite d'étudier dans un premier temps un couple de bulles, considéré alors comme une brique élémentaire de ce nuage. Les travaux présentés dans ce mémoire ont pour objectifs d'étudier les couplages acoustiques et fluidiques gouvernant le comportement d'un couple de bulles.

Dans un premier temps, le comportement d'une bulle unique est étudié. Sous certaines conditions de taille et de pression acoustique, son interface peut osciller selon des modes non-sphériques. De telles déformations permettent la mise en place d'un écoulement lent et localisé autour des bulles : le microstreaming. Une nouvelle approche théorique, confrontée à des données expérimentales, montre que les motifs de l'écoulement induit varient en fonction de l'interaction modale prédominante, et peuvent permettre une action localisée (motifs en lobes confinés autour de la bulle) ou à plus grande échelle (motifs en croix). Dans un second temps, l'analyse est étendue à un couple de bulle. Pour cela un dispositif expérimental original est proposé, afin de piéger deux bulles à distance contrôlée, loin de toute frontière, dans une chambre acoustique résonante bi-fréquentielle. Ce dispositif permet de quantifier aussi bien la force de radiation secondaire à laquelle les bulles sont soumises, leurs déformations sphériques et non-sphériques, le couplage acoustique à l'échelle ultrasonore et les écoulements induits. Les travaux présentés ici montrent l'influence d'oscillations non-sphériques sur la force de radiation secondaire et la possible inversion de cette force pour des distances inter-bulles faibles. Pour une fréquence d'excitation donnée, le couplage acoustique est constructif ou destructif si les deux bulles du couple sont respectivement sous-résonantes ou sur-résonantes. Les oscillations non-sphériques sont sources d'un couplage significatif uniquement lorsque les deux bulles sont presque en contact. En revanche, les écoulements qui leur sont associés peuvent interagir à plus grande échelle. Une quantification des contraintes générées dans le milieu par ces écoulements est réalisée, et semblent suffisantes pour induire l'ouverture temporaire de membranes biologiques.

Mots clés : Bulles, cavitation, oscillations non-sphériques, écoulements, force d'interaction, couplage.

Micrometric bubble pair behaviour driven by an ultrasound field.

Acoustic bubbles are known to allow a contactless and localized action on a surrounding body, as for example in ultrasound therapies or for engineering applications. These bubbles are often encountered as more or less dense groups, called bubble clouds. The behavior of such clouds are driven by acoustic and fluid interactions. The work presented in this dissertation aims at studying the streaming flow induced by such oscillating bubbles as well as the interactions undergone by a bubble couple.

Under specific conditions on the size of the bubbles and the acoustic pressure amplitude they are submitted to, a bubble interface can demonstrate shape oscillations. Such deformations give rise to a slow mean flow around the bubble : the so-called microstreaming. A recent theoretical approach is used to understand the diversity of microstreaming patterns that are observed experimentally around bubbles trapped in a resonant water tank. It is shown that the cross-like patterns (large scale action) are linked to self interaction of the main triggered mode and that lobe-like patterns (local action) are associated to the cross-interaction between the breathing mode and the parametrically excited one.

The study of a large variety of bubble couples is achieved through the use of a bi-frequency acoustic levitation chamber. Bubbles are maintained at controlled distances in an infinite fluid. Such a technique allows the quantification of the secondary radiation force acting on each bubble, their spherical or nonspherical oscillations, the acoustic coupling at the ultrasonic time scale and the fluid flow they generate. It is shown that the triggering of nonspherical oscillations induce an additional hydrodynamic force which modifies the bubble pair equilibrium. The inversion of the secondary radiation force is evidenced when the bubbles sufficiently attract and migrate to a specific equilibrium location in the trapping field. At this location, the presence of shape modes has been shown to be responsible for bouncing between the bubbles. The acoustic coupling is also studied. Two regimes are evidenced : either the bubbles are both smaller than the resonance size for the chosen excitation frequency and hence the coupling is constructive or they are greater than this resonance size and hence the coupling is destructive. While nonspherical oscillations do not seem to have a huge impact on this coupling, they are at the origin of a large scale hydrodynamic interaction. In this case, the shear stress induced in the bulk is quantified, and appears greater than the threshold required to induce biological effects on cell membranes.

Keywords : Bubbles, cavitation, surface modes, microstreaming, interaction force, coupling.