

## Etude de la dynamique de bulles formées en paroi par injection ou ébullition : effet de la gravité et des forces hydrodynamiques

Michel Thomas Lebon

### ► To cite this version:

Michel Thomas Lebon. Etude de la dynamique de bulles formées en paroi par injection ou ébullition : effet de la gravité et des forces hydrodynamiques. Physique [physics]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2016. Français. NNT : 2016INPT0119 . tel-04261545

### HAL Id: tel-04261545 https://theses.hal.science/tel-04261545

Submitted on 27 Oct 2023

**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.



Université de Toulouse



### En vue de l'obtention du

# DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

### Présentée et soutenue par :

M. MICHEL THOMAS LEBON le mardi 22 novembre 2016

Titre :

Etude de la dynamique de bulles formées en paroi par injection ou ébullition : effet de la gravité et des forces hydrodynamiques

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche : Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.) Directeur(s) de Thèse :

MME CATHERINE COLIN M. JULIEN SEBILLEAU

**Rapporteurs :** 

M. ANTHONY ROBINSON, DUBLIN CITY UNIVERSITY IRLAND M. CEES W.M. VAN DER GELD, TECHNISCHE UNIVERSITEIT EINDHOVEN P. B.

> Membre(s) du jury : M. LOUNES TADRIST, UNIVERSITE AIX-MARSEILLE 1, Président M. JULIEN SEBILLEAU, INP TOULOUSE, Membre Mme CATHERINE COLIN, INP TOULOUSE, Membre M. PAOLO DI MARCO, UNIVERSITA DI PISA, Membre

#### Résumé

La croissance et le détachement des bulles formées sur une paroi par injection ou ébullition sont présents dans de nombreuses situations industrielles (les contacteurs gaz/liquide, les évaporateurs ou des dispositifs d'impression à jet d'encre). Dans la plupart des applications, les bulles grossissent dans un écoulement cisaillé ou au repos et la plupart des études visent à prévoir le rayon de détachement par une analyse de l'équilibre des forces. Ainsi, une bonne modélisation des forces capillaires et hydrodynamiques est nécessaire pour prédire correctement le rayon au détachement.

Dans un premier temps, la croissance quasi-statique d'une bulle d'air formée sur la paroi d'une cuve et d'un canal rectangulaire est étudiée. Trois substrats différents sont utilisés pour observer l'influence des conditions de mouillage. La dynamique de la croissance de la bulle et le détachement sont alors enregistrés pour différentes configurations : surface horizontale, surface inclinée, avec et sans écoulement liquide.

Ensuite, le comportement des bulles de vapeurs en croissance sur une paroi en ébullition en vase et convective est étudié. Les expériences sont effectuées en gravité terrestre et en microgravité dans un liquide sous-refroidi (HFE 7000) à basse pression (1-2bars). Des bulles de vapeurs sont nuclées sur la paroi par l'intermédiaire d'un générateur de bulles. Ce dernier chauffe le liquide environnant au-dessus de sa température de saturation. Les bulles croient sur le site de nucléation dans un écoulement cisaillé et se détachent soit directement soit en glissant le long de la paroi. Une copie de la cellule d'essai appelée RUBI développée par l'ESA est implémentée dans le dispositif expérimental pour effectuer les premières expériences en microgravité avant son lancement dans la station spatiale ISS.

Toutes les acquisitions sont filmées à l'aide d'une caméra rapide et l'extraction du contour de la bulle est réalisée par traitement d'images. Différentes forces agissant sur une bulle sont calculées à partir des paramètres géométriques de la bulle. Un modèle prédictif de détachement de bulles est proposé. Enfin, un bilan thermique diphasique est effectué.

Mots clés : microgravité - croissance - détachement - injection - ébullition - bilan des forces

#### Abstract

The growth and departure of bubbles nucleated on a wall are of particular interest in industrial situations such as gas/liquid contactors in chemical processing, vapor nucleation in evaporators or inkjet printing devices. In most of these industrial applications, the bubbles grow in a shear flow and most studies aim to predict the radius at detachment by a force balance analysis. Thus a good modeling of both the hydrodynamic and capillary forces is needed to predict correctly this radius.

First, the quasi-static growth of an air bubble nucleated on the wall of a tank and a rectangular channel is investigated. Three different substrates are used to observe the wettability effect. The dynamics of the bubble growth and detachment is then recorded for different configurations : horizontal channel, inclined channel, with and without a shear flow.

Then, behavior of vapor bubbles growing at a wall in pool boiling and flow boiling is investigated. Experiments are performed in normal and micro-gravity environments with a subcooled test liquid HFE-7000 at low pressure (1-2 bars). Vapor bubbles are nucleated on the wall by a bubble generator that heats the liquid above its saturation temperature. This bubble generator was designed to provide nucleation on an isolated site. These bubbles grow on this nucleation site under an imposed shear flow and depart downstream either along the wall or perpendicularly. A copy of the test cell called RUBI developed by ESA is included in our experiment to perform the first experiments in microgravity before its launch to the ISS.

Geometric and kinematic features of the air bubbles and vapor bubbles are measured by processing images obtained by high-speed video recordings. Different forces acting on the bubbles are calculated from these measurements, using a point force approach. The validity of this mechanistic approach to the bubble dynamics is discussed. At last, heat transfer balance is estimated on the bubble.

Key words : microgravity - growth - detachment - injection - boiling - force balance

#### Remerciements

Je tiens à remercier mes directeurs de thèse Catherine et Julien pour leur soutien, conseils pendant ces trois années de thèse. Je les remercie de m'avoir fait découvrir la recherche et d'avoir fait grandir mes connaissances scientifiques.

Je remercie Tony Robinson et Cees Van der Geld d'avoir accepté de lire mes travaux ainsi que Lounes Tadrist, Paolo Di Marco d'avoir participé à mon jury de thèse.

Mes remerciements vont également aux doctorants et permanents du groupe INTERFACE de l'IMFT pour les nombreuses discussions. J'ai beaucoup apprécié ces trois années passées à travailler et rigoler. Merci à mes collèges de bureaux (Nicolas, Auriane, Valentin, Clément) pour les nombreux délires (décimales de pi, petites bestioles, ...). Qui sera mon successeur?

Je tiens particulièrement à remercier Greg sans qui la manip "BIOMAN" n'aurait pas vu le jour. Merci pour les heures, les jours passés sur cette expérience, les trajets en camion ... Merci à l'équipe de l'Atelier (Jean-Marc, Jean-Pierre, Giles, Laurent) et de Signaux et Images (Sébastien, Hervé, Maëlle, Moïse et Frédéric) pour leurs contributions à la construction des expériences. Merci à Marie-Hélène pour son aide administrative. J'ai rencontré des personnes formidables pendant ces années que j'ai passé à l'IMFT.

Merci à tous les potes : d'école d'ingénieur, de danse, du labo.

Merci à mes parents d'avoir fait le déplacement depuis l'Île de la Réunion pour assister à ma soutenance. Je ne t'ai pas oublié petite sœur, merci de m'avoir soutenu depuis notre petite île.

Un grand merci à ma futur femme Mathilde qui m'a toujours soutenue pendant toute la durée de la thèse et plus encore : elle a su me laisser seul pendant ce moment "facile" qu'est la rédaction de la thèse.

## Liste des symboles

#### Nombre adimensionnel

- Bo Nombre de Bond
- C Coefficient hydrodynamique
- Ca Nombre de Capillaire
- Ja Nombre de Jakob
- $l_c$  Longueur capillaire
- Nu Nombre de Nusselt
- Pr Nombre de Prandtl
- Ra Nombre de Rayleigh
- Re Nombre de Reynolds
- $Re_B$  Nombre de Reynolds de Bulle
- Sr Vorticité adimensionnelle
- We Nombre de Weber

#### Lettre grecque

- $\alpha$  Angle de contact à l'avancée [°]
- $\alpha_l$  Diffusité thermique du liquide  $[m^2.s^{-1}]$
- $\beta$  Angle de contact à la reculée [°]
- $\beta_l$  Coefficient de dilatation thermique [K<sup>-1</sup>]
- $\Delta \rho$  Variation de masse volumique [kg.m<sup>-3</sup>]
- $\delta$  épaisseur de couche limite [m]
- $\gamma$  tension de surface [N.m<sup>-1</sup>]
- $\lambda$  Conductivité thermique [W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>]
- $\mu$  Viscosité dynamique [Pa.s]
- $\nu$  Viscosité cinématique[m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>]

$\phi_0$	Angle	de	contact	de	Chester	[0]	
10	0					L 4	

- $\rho$  Masse volumique [kg.m<sup>-3</sup>]
- $\theta$  Angle d'inclinaison de la surface [°]

#### Indice

$\mu G$	Microgravité
В	Archimède
b	Bulle
BG	Générateur de bulles
С	Capillaire
cond	Conduction
$\operatorname{conv}$	Convection
CP	Pression de contact
cr	Critique
D	Portance
$\det$	Détachement
dyn	Dynamique
Е	Equilibre
e	Embryon
$\exp$	Expérimental
G	Gravité normale
g	Gaz
L	Traînée
1	Liquide
liq	Liquide
MA	Masse ajoutée
max	Maximum
$\min$	Minimum
р	Paroi
s	Sommet de la bulle
sat	Saturation
$\mathbf{ST}$	Sphère tronquée
st	statique

$\operatorname{sub}$	Sous refroidissement
sur	Surchauffe
v	Vapeur
vap	Vaporisation
Notat	ion
c1	Caméra 1
c1	Caméra 2
Ср	Capacité calorifique $[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
F	Force [N]
g	Accélération de la pesanteur $[m.s^2]$
h	Hauteur de la bulle [m]
$\mathbf{H}_d$	Hystérésis d'angle de contact [°]
$\mathbf{h}_{c}$	Coefficient d'échange thermique $[W.m^{-2}.K^{-1}]$
$\mathbf{h}_{lv}$	Chaleur latente [J.kg <sup>-1</sup> ]
Ι	Intensité [A]
Р	Pression [bar]
Р	Puissance [W]
Q	Débit $[m^3.s^{-1}]$
q	Flux de chaleur surfacique $[W.m^{-2}]$
R	Résistance $[\Omega]$
r	Rayon au pied de bulle [m]
$\mathbf{r}_c$	Rayon de la cavité [m]
$\mathbf{R}_{eq}$	Rayon équivalent de la bulle [m]
Ru	Rugosité [m]
$\mathbf{S}$	Surface $[m^2]$
Т	Température [°C]
$t_c$	temps de croissance de la bulle [m]
U	Tension [V]
$U_l$	Vitesse de l'écoulement $[m.s^{-1}]$
v	Volume de la bulle $[m^3]$
$\mathbf{x}_A$	Position de la ligne triple à l'aval de la bulle [m]
$\mathbf{X}_G$	Composante horizontale du centre de gravité de la bulle [m]
$\mathbf{x}_R$	Position de la ligne triple à l'amont de la bulle [m]
$\mathbf{y}_{G}$	Composante verticale du centre de gravité de la bulle [m]

# Sommaire

Intro	ducti	on		1
1	Éta	t de l'	art	5
	1.1	Mouil	lage et angles de contact	5
		1.1.1	Loi de Young-Dupré	6
		1.1.2	Hystérésis de Mouillage	6
			1.1.2.1 Mouillage statique	6
			1.1.2.2 Mouillage dynamique	7
		1.1.31	Effet de l'évaporation sur l'angle de contact	
	1.2	Équat	ion de Young-Laplace	8
		1.2.1	Loi de Laplace	8
		1.2.2	Mode A : le pied de bulle reste accroché à l'orifice	10
		1.2.3	Mode B : le pied de bulle s'étale au delà de l'orifice	11
	1.3	Forma	ation de bulles par injection	12
		1.3.1	Régime quasi-statique	12
		1.3.2	Régime dynamique	13
		1.3.3	Régime turbulent	13
	1.4	Forma	ation de bulles par vaporisation	13
		1.4.1	Nucléation hétérogène	13
		1.4.2	Déclenchement de l'ébullition	13
		1.4.3	Croissance d'une bulle de vapeur	15
			1.4.3.1 Régimes de croissance d'une bulle de vapeur	15
			1.4.3.2 Etapes de la croissance d'une bulle de vapeur	16
		1.4.4	Modèles de croissance	16
			1.4.4.1 Croissance par évaporation sur toute la surface de la bulle dans un	
			milieu infini uniformément chauffé $\ldots \ldots \ldots \ldots 17$	
			1.4.4.2 Croissance par évaporation de la microcouche	18
			1.4.4.3 Croissance combinée dans la microcouche et sur le dôme	18
			1.4.4.4 Effet de la convection	
	1.5	Dynai	mique de bulle en croissance	19
	1.6	Forces	s agissant sur une bulle isolée	20
		1.6.1	Forces agissant sur une bulle isolée dans un liquide au repos	21
			1.6.1.1 Forces statiques	21
			1.6.1.2 Forces hydrodynamiques	24

		1.6.2	Forces agissant sur une bulle isolée dans un écoulement cisaillé
			1.6.2.1 Coefficient de trainée
			1.6.2.2 Coefficient de portance
	1.7	Modèl	e de détachement
	1.8	Conclu	1sion
2	Dis	positif	s expérimentaux 31
	2.1	Injecti	on a second s
		2 1 1	Cuve expérimentale 31
		2.1.1	2111 Description 31
			2112 L'injection d'air 32
			2.1.1.2 Liquide utilisé
		2.1.2	Substrats utilisés
		2.1.3	Rugosité des substrats
		2.1.4	Canal hydrodynamique
			2.1.4.1 Description
			2.1.4.2 Caractérisation de l'écoulement
			2.1.4.3 Etalonnage pression/débit d'injection d'air
		2.1.5	Protocole expérimental
	2.2	Ebulli	tion $\ldots$ $$ $\ldots$ $$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $46$
		2.2.1	Première cellule d'essai : BIOMAN ( <b>B</b> oiling <b>I</b> nvestigations <b>O</b> n a flat plate in
			Microgravity And Normal-gravity)
			2.2.1.1 Description
			2.2.1.2 Labview
			2.2.1.3 Fluide utilisé
			2.2.1.4 La boucle fluide
		2.2.2	Seconde cellule d'essai : RUBI (Reference mUltiscale Boiling Investigation) . 52
			2.2.2.1 Description
			2.2.2.2 Caractérisation de l'écoulement de la cellule d'essai RUBI 54
		2.2.3	Etalonnage des thermocouples de type K et de la sonde platine
		2.2.4	Étalonnage du générateur de bulles
		2.2.5	Flux de chaleur
		2.2.6	Protocole expérimental
		2.2.7	Campagnes de mesures
	2.3	Erreu	rs de mesure
	2.4	Conclu	$1sion  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  \dots  $
3	Tra	itemer	nts d'images 63
	3.1	Prise of	d'images
		3.1.1	Mesures par ombroscopie
		3.1.2	Calibration spatiale
		3.1.3	Extraction du contour de la bulle
			3.1.3.1 Soustraction par l'image de fond
			3.1.3.2 Binarisation et Inversion de l'image
			3.1.3.3 Détection du contour de la bulle
	3.2	Paran	iètres géométriques

		3.2.1 Angle de contact	
		3.2.2 Calcul du volume et du rayon équivalent de la bulle	
		3.2.3 Position de la ligne triple et calcul du rayon au pied de bulle	
		3.2.4 Calcul de la position du centre de gravité et de la vitesse de la bulle 69	
	3.3	Erreurs de mesure	
		3.3.1 Effet du seuillage et du nombre point des tangentes sur l'angle de contact70	
		3.3.2 Axisymétrie de la bulle 70	
	34	Conclusion 72	
	0.1		
4	Inje	ection de bulles d'air 73	
	4.1	Résultats expérimentaux	
		4.1.1 Croissance et détachement d'une bulle dans un fluide au repos	
		4.1.1.1 Substrat horizontal	
		4.1.1.2 Substrat incliné	
		4.1.2 Croissance et détachement d'une bulle dans un écoulement cisaillé 82	
		4.1.2.1 Substrat horizontal	
		4.1.2.2 Substrat incliné	
	4.2	Forme d'une bulle en croissance sur une paroi horizontale sans écoulement 89	
		4.2.1 Solutions réelles de l'équation de Laplace	
		4.2.2 Transition entre les deux solutions	
		4.2.3 Cas sans gravité Bo=0	
		4.2.4 Sélection des solutions au détachement	
		4.2.5 Modèle de détachement : Calcul des rayons au pied de bulle au détachement 93	
		4.2.6 Volume au détachement de la bulle	
	4.3	Bilan des forces	
		4.3.1 Surface horizontale	
		4.3.1.1 Modèle de détachement basé sur le volume de Tate	
		4.3.2 Surface inclinée	
		4.3.2.1 Faible inclinaison de surface ( $\theta < \theta_{cr} = 15^{\circ}$ )	
		4.3.2.2 Forte inclinaison de surface $(\theta > \theta_{cr} = 15^{\circ})$	3
		4.3.2.3 Modèle de détachement sur une surface inclinée dans un liquide au	
		repos	
	4.4	Bilan des forces	
		4.4.1 Surface horizontale	
		4.4.1.1 Coefficient de trainée	
		4.4.1.2 Coefficient de portance	
		4.4.2 Surface inclinée	
		4.4.3 Modèle de détachement	
		4.4.3.1 Relation entre l'allongement et la vitesse de fluide	
		4.4.3.2 Détermination du rayon au détachement et de l'angle de reculée 120	
	4.5	Conclusion	
_	~		
5	Cro	Dissance et détachement de bulles isolées en ébullition convective 123	
	5.1	Configuration des expériences réalisées	
	5.2	Resultats experimentaux	
		5.2.1 Expérience en gravité terrestre	

			5.2.1.1	Croissance de bulle dans un liquide au repos	125
			5.2.1.2	Croissance de bulle en écoulement	134
		5.2.2	Expérie	ences en microgravité	149
			5.2.2.1	Cartographie de détachement de bulles	149
			5.2.2.2	RUBI	150
	5.3	Forces	agissant	t sur une bulle	155
		5.3.1	Fluide a	au repos	155
			5.3.1.1	Modèle de détachement : surface horizontale en gravité nor	male 157
		5.3.2	Régime	$e \operatorname{convectif} \ldots \ldots$	159
			5.3.2.1	Coefficient de trainée	159
			5.3.2.2	Coefficient de portance	161
			5.3.2.3	Modèle de détachement	162
	5.4	Bilan	$\operatorname{thermiqu}$	le diphasique	164
		5.4.1	Dans u	n fluide au repos	165
			5.4.1.1	Détermination du coefficient d'échange par convection	166
			5.4.1.2	Calcul de la chaleur par vaporisation	166
			5.4.1.3	Flux de chaleur	167
		5.4.2	Régime	e convectif	168
			5.4.2.1	Détermination du coefficient d'échange par convection	169
			5.4.2.2	Flux de chaleur	169
	5.5	Conclu	usion .		171
Co	onclu	ision e	t perspe	ectives	171
D	ófóra	naos			170
100	eiere	nces			113
Α	For	me de	la gout	te et de son rayon au pied de goutte	181
	A.1	Les diffe			
		LOO GILL	érentes fo	ormes adoptées par une goutte	
	A.2	Calcul	érentes fo l de la fo	ormes adoptées par une goutte	183
	A.2	Calcul	èrentes fo l de la fo	ormes adoptées par une goutte	183
в	A.2 Inje	Calcul	de la foi de bulle	ormes adoptées par une goutte	183 <b>187</b>
в	A.2 <b>Inje</b> B.1	Calcul ction of Faible	de la fo de bulle inclinais	ormes adoptées par une goutte	
в	A.2 Inje B.1 B.2	Calcul ection Faible Forte	de la fo de bulle inclinais	ormes adoptées par une goutte       181         orce capillaire sur une surface inclinée.       181         es d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée       181         son de surface       181         on de surface       181	183 <b>187</b> 187 189
в	A.2 Inje B.1 B.2 B.3	Calcul ection of Faible Forte Surfac	de la fo de la fo de bulle inclinais inclinais e horizon	ormes adoptées par une goutte       181         orce capillaire sur une surface inclinée.       181         es d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée       181         son de surface       181         on de surface       181         ntale dans un écoulement cisaillé       181	
B	A.2 Inje B.1 B.2 B.3 Vid	Calcul ction of Faible Forte Surfac	terentes fo de la fo de bulle inclinais inclinais e horizon bulles	ormes adoptées par une goutte       181         orce capillaire sur une surface inclinée.       181         es d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée       181         son de surface       181         on de surface       181         ntale dans un écoulement cisaillé       181	183 <b>187</b> 187 189 191 <b>195</b>
B C	A.2 Inje B.1 B.2 B.3 Vid C.1	Calcul ction of Faible Forte Surfac éos de Vidéos	èrentes fo l de la fo <b>de bulle</b> inclinais inclinais e horizon <b>bulles</b> s d'inject	ormes adoptées par une goutte       181         orce capillaire sur une surface inclinée.       181         or ce capillaire sur une surface inclinée.       181         es d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée       181         son de surface       181         on de surface       181         ntale dans un écoulement cisaillé       181         sion de bulles d'air       181	
B	A.2 Inje B.1 B.2 B.3 Vid C.1 C.2	Calcul ction of Faible Forte Surfac <b>éos de</b> Vidéos Vidéos	terentes fo de la fo de bulle inclinais de horizon bulles s d'inject s d'inject	ormes adoptées par une goutte       181         orce capillaire sur une surface inclinée.       181         es d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée       181         son de surface       181         on de surface       181         ntale dans un écoulement cisaillé       181         cion de bulles d'air       181         cion de bulles d'air       181	
B	A.2 Inje B.1 B.2 B.3 Vid C.1 C.2 C.3	Calcul ection of Faible Forte Surfac éos de Vidéos Vidéos Vidéos	terentes fo de la fo de bulle inclinais inclinais e horizon bulles s d'inject s d'inject s de bulle	ormes adoptées par une goutte       181         orce capillaire sur une surface inclinée.       181         es d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée       181         son de surface       181         on de surface       181         intale dans un écoulement cisaillé       181         tion de bulles d'air       181         sion de bulles d'air       181         se de vapeur en ébullition en vase       181	
B C	A.2 Inje B.1 B.2 B.3 Vid C.1 C.2 C.3 C.4	Calcul ection of Faible Forte Surfac éos de Vidéos Vidéos Vidéos Vidéos	terentes fo de la fo de bulle inclinais inclinais e horizon bulles s d'inject s d'inject s de bullo s de bullo	ormes adoptées par une goutte       181         orce capillaire sur une surface inclinée.       181         es d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée       181         son de surface       181         on de surface       181         ion de surface       181         tion de bulles d'air       181         cion de bulles d'air       181         es de vapeur en ébullition en vase       181	

## Introduction

La formation de bulles sur une paroi dans un écoulement cisaillé est rencontrée dans de nombreuses applications telles que l'injection de bulles de gaz dans les contacteurs gaz-liquide en génie chimique, la formation de bulles de vapeur sur les parois chauffées des évaporateurs. La détermination de la taille de détachement des bulles est primordiale pour la prédiction des transferts de chaleur et de masse dans les milieux diphasiques. C'est particulièrement le cas pour les transferts de chaleur en paroi en ébullition nucléée. L'ébullition nucléée est un mode de transfert de chaleur efficace qui peut être avantageusement utilisé pour le refroidissement de composants électronique puissants dans les satellites par exemple. L'utilisation de boucles diphasiques pour le contrôle thermique des satellites est à l'étude actuellement.

De nombreuses études ont été consacrées au transfert de chaleur sur une paroi chauffée de différentes géométries en ébullition nucléée au sol (Collier et Thome (1994)). Toutefois, en raison de l'effet dominant de la gravité sur la dynamique des bulles de vapeur, ces résultats ne peuvent pas être extrapolés pour prédire le transfert de chaleur en microgravité, ce qui constitue un frein important à l'utilisation de ces boucles diphasiques dans les applications spatiales. Afin de prévoir le transfert de chaleur dans différentes conditions de gravité, différents modèles très prometteurs ont été développés. Kurul et Podowski (1990), Basu et al. (2005) et Yeoh et al. (2008) ont développé des modèles mécanistes, dans lesquels trois contributions principales sont identifiées dans le flux de chaleur total d'une paroi chauffée en ébullition convective : la chaleur latente pendant la vaporisation de la bulle, le transfert de chaleur par convection entre les sites de nucléation et la conduction instationnaire de la chaleur après le départ de la bulle associée à la restitution d'une couche thermique sous-refroidie dans le liquide au voisinage de la paroi. La modélisation de ces différentes contributions dépend de la taille des bulles (rayon R) au détachement, la fréquence de formation et la densité des sites de nucléation actifs. Parmi ces grandeurs, la taille des bulles au détachement est très sensible à la gravité. Van Helden et al. (1995) ont obtenu la croissance, le diamètre au détachement et les données de trajectoires des bulles se détachant des cavités artificielles dans un écoulement d'eau ascendant saturé et surchauffé. Van der Geld et al. (1996) poursuivent cette étude et ont montré que la vitesse de fluide et la température de surface sont des facteurs qui influent sur l'angle de contact sous lequel les bulles de vapeurs se détachent. La prédiction du rayon de la bulle au détachement, est souvent basée sur des modèles d'équilibre de force écrites pour des bulles au voisinage de la paroi comme montré dans Zeng et al (1993) et Duhar et al. (2009). Cependant, cette approche n'a été que très peu validée dans des conditions de microgravité (Van der Geld et al. (2012)). L'étude de l'hydrodynamique de bulles de gaz formées en paroi d'un écoulement cisaillé est donc une étape nécessaire pour le développement de modèles mécanistiques de l'ébullition nucléée.

Cette thèse a été effectuée dans le groupe INTERFACE de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) dans le cadre d'un programme de recherche financé par l'Agence Spatiale Européenne, Programme MAP « Multiscale Analysis of Boiling » en collaboration avec de nombreux partenaires européens et dans le cadre du Groupement de Recherche CNRS/CNES « Microgravité Fondamentale et Appliquée ». Une contribution importante du programme MAP de l'ESA a été de définir une expérience destinée à l'étude de l'ébullition nucléée sur site isolée dans la station spatiale internationale. Le concept de l'expérience RUBI Reference experiment for mUltiscale Boiling Investigation a été défini conjointement par l'Université TU Darmstadt, l'Université de Pise, l'ENEA Rome, l'IUSTI Marseille, l'Université Libre de Bruxelles, l'EPFL Lausanne, l'IMFT et d'autres partenaires internationaux. Cette expérience est destinée à étudier à l'échelle d'une bulle unique les transferts de chaleur au pied de la bulle, sa croissance et son détachement pour différentes surchauffes de paroi, sous refroidissement de liquide et potentiellement en présence d'un champ électrique et/ou d'un écoulement cisaillé. L'IMFT est plus spécifiquement en charge de l'étude de l'écoulement cisaillé sur la croissance et le détachement des bulles. Cette thèse se situe dans ce contexte général. Elle a pour objectif d'analyser la croissance et le détachement d'une bulle attachée sur une paroi dans plusieurs situations de complexité croissante :

- l'injection de bulles d'air sur un plan incliné dans un liquide au repos,
- l'injection de bulles d'air dans un écoulement cisaillé,
- la vaporisation de bulles sur un élément chauffant dans un écoulement cisaillé.

Nous avons étudié dans un premier temps l'injection de bulles d'air dans de l'eau dans le but d'établir un bilan mécanique pouvant être appliqué par la suite aux bulles de vapeurs. La grande différence entre l'étude de l'injection et l'ébullition est les transferts de chaleur. Dans le cas de l'injection, des bulles d'airs sont injectées sur une surface dans de l'eau. Le régime d'écoulement est intermédiaire (inertiel et visqueux). Le nombre de Reynolds de bulle est compris entre 40 et 300. Pour l'ébullition, une paroi est chauffée au-delà de la température de saturation du liquide dans un liquide sous refroidi. Des bulles de vapeurs de HFE 7000 sont nucléées. Le nombre de Reynolds de bulle est compris entre 1 et 30.

Les objectifs de ce travail sont :

- d'approfondir les connaissances sur la croissance et le détachement d'une bulle dans un liquide au repos ou dans un écoulement cisaillé,

- de proposer une meilleure approximation des forces capillaires et hydrodynamiques,

- d'établir un modèle de prédiction de rayon de détachement en fonction de l'inclinaison de la surface ou en fonction de l'écoulement fluide,

- d'effectuer des premières études expérimentales sur la copie de la cellule RUBI
- Effectuer un bilan thermique sur une bulle isolée.

Deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés pour mener à bien ces objectifs. Le premier permet d'étudier l'injection de bulles d'air sur un plan incliné. Le second sert d'abord pour l'injection de bulles dans un écoulement cisaillé et est ensuite modifié pour la vaporisation de bulles en gravité terrestre et en microgravité. Des caméras rapides permettent d'extraire les grandeurs caractéristiques nécessaires à l'étude de la croissance et détachement de la bulle et des transferts thermiques. Le mémoire se présente de la manière suivante :

Le Chapitre 1 présente une étude bibliographique détaillée sur la dynamique d'une bulle dans un liquide au repos et en écoulement cisaillé. Les fondamentaux du phénomène de formation de bulles par injection et par vaporisation de liquide sont présentés.

Le Chapitre 2 décrit les deux dispositifs expérimentaux d'injection et d'ébullition et techniques de mesures utilisés pendant cette thèse.

Le Chapitre 3 détaille les différentes étapes du traitement des images et les différents paramètres géométriques de la bulle extraits du contour de la bulle.

Le Chapitre 4 présente les résultats expérimentaux obtenus par injection. Dans un premier temps, l'évolution des paramètres géométriques y est présentée dans un liquide au repos, sur plan incliné avec ou sans écoulement. L'influence de la gravité et des forces hydrodynamiques sur la formation de la bulle est introduite. Nous nous concentrons dans un premier temps au bilan des forces sur une bulle isolée. Des modèles de forces agissant sur la bulle pendant sa croissance sont mis en évidence. Enfin, un modèle prédictif de rayon des bulles au détachement est proposé.

Le Chapitre 5 présente les résultats expérimentaux obtenus par ébullition dans les deux cellules d'essai (BIOMAN nom de l'expérience au sol et RUBI expérience supposée être embarquée dans la station spatiale internationale très prochainement). Un bilan des forces sur une bulle isolée est étudié. Ensuite, un bilan thermique diphasique est réalisé.

La conclusion résume les principaux résultats et expose des perspectives de recherche pour de futures analyses et expériences.

## Chapitre 1

# Formation de bulles par injection ou ébullition

Nous allons décrire les mécanismes physiques de croissance et de détachement d'une bulle en injection et en ébullition. Les différents régimes et modèles de croissance y sont détaillés. Ensuite, une quantification des différentes forces agissant sur une bulle en croissance sur une paroi dans un liquide au repos et dans un écoulement cisaillé sera proposée. La formation des bulles en paroi est caractérisée par la présence d'une ligne de contact triple entre le gaz, le liquide et le solide. Ce chapitre commencera donc par rappeler quelques notions générales sur le mouillage et les angles de contact.

#### 1.1 Mouillage et angles de contact

Dans les phénomènes de croissance de bulles en injection, en ébullition ou de condensation de gouttes, trois phases sont souvent en contact : une goutte d'eau sur une surface ou une goutte d'huile à la surface de l'eau. On a respectivement une interface solide-liquide-gaz et liquide-liquide-gaz. L'intersection des trois phases est appelée ligne de contact ou ligne triple. Nous allons dans cette partie rappeler quelques définitions sur le mouillage d'un fluide sur une paroi, les angles de contact statiques et dynamiques.

Lorsque l'on dépose une quantité minime de liquide sur un substrat, deux situations peuvent se réaliser : soit le solide abaisse son énergie en étant mouillé et le liquide s'étale totalement (mouillage total), soit le liquide adopte une forme de goutte (mouillage partiel). L'étude de l'étalement des liquides sur des substrats (solides ou liquides) constitue le mouillage (un contact à trois phases). Ce phénomène est présent dans la vie quotidienne : sur le pare-brise d'une voiture en temps de pluie, des gouttes de toutes tailles se forment. Les plus grosses glissent sur la surface inclinée alors que les plus petites restent accrochées à celle-ci. Le constructeur pourra ainsi modifier la texture du verre et son angle d'inclinaison pour une meilleure évacuation des gouttes. En un point de la ligne triple, l'angle entre les plans tangents à chacune des deux phases est appelé angle de contact. Par convention, il est mesuré à l'intérieur du liquide. L'angle de contact dépend des trois phases en présence autour de la ligne de contact. L'angle de contact caractérise la mouillabilité d'un liquide sur une surface. Le liquide sera qualifié de :

- non mouillant si l'angle de contact à l'équilibre  $\alpha_E$  qu'il forme avec la paroi est supérieur à 90 ° (cf. figure 1.1 gauche).
- mouillant si l'angle de contact  $\alpha_E$  est inférieur à 90 °.
- totalement mouillant si l'angle de contact est nul ( $\alpha_E = 0^\circ$ ).



FIGURE 1.1 – Mouillage d'un liquide sur une paroi

#### 1.1.1 Loi de Young-Dupré

La loi de Young-Dupré (1805) peut être obtenue en équilibrant les forces capillaires agissant sur la ligne de contact ou ligne triple (cf. figure 1.1). En projetant ces forces sur la paroi, on a :

$$\gamma_{sg} = \gamma_{sl} + \gamma_{lg} \cos \alpha_E \tag{1.1}$$

où  $\gamma_{lg}$ ,  $\gamma_{sl}$  et  $\gamma_{sg}$  sont respectivement les tensions interfaciales liquide-gaz, solide-liquide et solidegaz. L'équation de Young Dupré permet de déterminer l'angle de contact à quelques nanomètres de la ligne de contact. Il s'agit d'un angle de contact microscopique. Il peut être différent d'un angle "apparent" qui est défini à une échelle macroscopique et qui est généralement celui mesuré expérimentalement.

#### 1.1.2 Hystérésis de Mouillage

#### 1.1.2.1 Mouillage statique

Un angle de contact est dit "statique" tant que la ligne triple ne bouge pas. Sur une surface idéale, l'angle de contact statique  $\alpha_E$  le long de la ligne triple serait constant et unique (angle de Young-Dupré). En réalité, l'angle de contact statique dépend énormément de l'état de surface (rugosité, propreté ...) de la paroi. Celle-ci peut présenter des défauts chimiques ou physiques (inhomogénéité, irrégularité de surface, ...). L'angle de contact n'est plus unique. Il est nécessaire de différencier les angles de contact en aval de la bulle appelé angle de reculée  $\beta$  et en amont de la bulle appelé angle d'avancée  $\alpha$  de la bulle (figure 1.2). Notons  $\alpha_{st}$  et  $\beta_{st}$  les angles limites respectivement à l'avancée et à la reculée pour lesquels la ligne triple ne bouge pas. Tant que  $\alpha < \alpha_{st}$  et  $\beta_{st} < \beta$ , le mouillage est statique.



FIGURE 1.2 – Angle de contact apparent d'une bulle sur une surface inclinée

#### 1.1.2.2 Mouillage dynamique

Pendant la croissance de la bulle, la ligne triple peut s'accrocher sur les défauts de paroi (rugosité). Les conditions expérimentales (inclinaison, écoulement cisaillé, champ électrique ...) peuvent modifier ces angles de contact. La variation de ces angles de contact est d'autant plus importante que la vitesse V de déplacement de la ligne de contact est grande. A vitesse nulle, l'angle de contact peut prendre n'importe quelle valeur comprise entre  $\alpha_{st}$  et  $\beta_{st}$ . Si  $\alpha > \alpha_{st}$  la ligne triple avance avec une vitesse V et si  $\beta < \beta_{st}$  la ligne triple recule avec une vitesse V (figure 1.3). L'angle de contact mesuré pendant le déplacement de la ligne triple est appelé angle de contact dynamique. La loi de Young-Dupré présentée précédemment n'est plus valable. Ces angles dynamiques sont fortement liés à la vitesse de la ligne de contact, notée V. Cox-Voinov (1976) proposent un modèle pour décrire la relation entre l'angle de contact  $\alpha$  et V :

$$\alpha_d^3 - \alpha_e^3 = \pm 9Ca\ln(R/\lambda) \tag{1.2}$$

où  $\alpha_d$  et  $\alpha_e$  sont respectivement les angles de contact dynamiques et à l'équilibre, R une échelle macroscopique souvent associée au rayon de la bulle,  $\lambda$  une échelle microscopique moléculaire (c'est la distance minimale pour laquelle les phénomènes sont considérés comme macroscopique) et Ca le nombre capillaire Ca= $\frac{v\mu}{\sigma}$ .



FIGURE 1.3 – Mouillage dynamique : mouvement de la ligne triple

#### 1.1.3 Effet de l'évaporation sur l'angle de contact

On vient de voir que l'angle de contact apparent était modifié par le déplacement de la ligne de contact. Dans le cas d'un changement de phase, on observe aussi un effet sur l'angle de contact apparent. Quand on dépose un liquide volatil sur une surface sur laquelle il est en mouillage totale, on observe une forme de goutte qui évolue en fonction du temps à cause de l'évaporation. On a donc un angle de contact apparent non nul lié au changement de phase.

Dans le cas d'une bulle de vapeur, l'évaporation est très importante au voisinage de la ligne de contact. Le débit de liquide dans le film provoque un gradient de pression qui modifie la courbure de l'interface. Il en résulte un angle de contact à l'échelle macroscopique plus important que l'angle microscopique. De nombreux modèles existent pour prédire l'évolution de la forme de l'interface proche de la ligne de contact dans le cadre de fluides parfaitement mouillants (Wayner *et al.* (1976), Stephan et Busse (1992)). La figure 1.4 montre le cas d'une bulle de vapeur dans un liquide parfaitement mouillant. A l'échelle macroscopique, on observe un angle de contact apparent  $\alpha_{app}$ . En fait, cette zone est reliée à un film absorbé d'épaisseur nanoscopique (typique du mouillage total). Un mécanisme similaire augmente l'angle de contact apparent par rapport à l'angle de d'Young



FIGURE 1.4 – Évaporation du liquide dans la microcouche ( $\alpha_{app}$  : angle de contact apparent de la bulle)

dans le cas de fluide partiellement mouillant (Janeček et Nikolayev (2012), Colinet et Rednikov (2011)). La détermination de l'angle de contact apparent est importante pour pouvoir modéliser les forces de tension de surface. Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution de la forme d'une bulle statique prédite par la loi de Young- Laplace.

### 1.2 Équation de Young-Laplace

#### 1.2.1 Loi de Laplace

La forme théorique d'une bulle en croissance quasi-statique sur une paroi horizontale est donnée par l'équation de Young-Laplace :

$$P_b(y) - P_l(y) = \gamma_l \left(\frac{1}{R_1(y)} + \frac{1}{R_2(y)}\right)$$
(1.3)

où  $R_1(y)$  et  $R_2(y)$  sont les rayons de courbures principaux de la bulle. Elle correspond à un équilibre mécanique entre l'intérieur et l'extérieur de la bulle.



FIGURE 1.5 – Bulle quasi-statique

Soit R(y) la position radiale de l'interface bulle/liquide (figure 1.5),  $P_b$  et  $P_l$  les pressions dans la bulle et le liquide respectivement. Sous l'hypothèse d'une croissance axisymétrique et quasi-statique de la bulle, les répartitions de pression sont hydrostatiques et on a :

$$P_{b}(y) = P_{b}(h) + \rho_{b}g(h - y)$$
(1.4)

$$P_{l}(y) = P_{l}(h) + \rho_{l}g(h - y)$$
(1.5)

Au sommet de la bulle, on a :

$$P_b(h) - P_l(h) = \frac{2\gamma_l}{r_s} \tag{1.6}$$

avec r<sub>s</sub> le rayon de courbure au sommet. En notant  $\Delta \rho = \rho_l - \rho_g > 0$ , on peut réécrire l'équation de Laplace en injectant les équations 1.4, 1.5 et 1.6 dans 1.3, on obtient :

$$\frac{2\gamma_l}{r_s} + \Delta\rho g(y-h) = \gamma_l \left(\frac{1}{R_1(y)} + \frac{1}{R_2(y)}\right)$$
(1.7)

Avec :

$$\frac{1}{R_1(y)} = \frac{\frac{d^2y}{dx^2}}{\left[1 + \frac{dy^2}{dx}\right]^{\frac{3}{2}}} \qquad \frac{1}{R_2(y)} = \frac{1}{x} \frac{\frac{dy}{dx}}{\left[1 + \frac{dy^2}{dx}\right]^{\frac{1}{2}}}$$
(1.8)

Les équations 1.7 et 1.8 permettent de déterminer le contour de la bulle après intégration avec les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\begin{cases} R(h) = 0 \quad et \qquad R'(h) = -\infty \\ R(0) = r_f \quad et \qquad R'(0) = \cot(\alpha) \end{cases}$$
(1.9)

Cette équation est valide en tout point du contour de la bulle pour une bulle en croissance quasi-statique dans un liquide au repos.

Considérons une croissance de bulle lente à travers un orifice ou sur son site de nucléation. Deux modes de croissance liés à l'angle de contact sont alors possibles (cf. figure 1.6) : mode A, la limite du rayon au pied bulle est le rayon de la cavité; mode B, le rayon au pied de bulle s'étend au-delà de la cavité. Ces modes sont liés à l'affinité du liquide avec le solide. Selon Chesters (1978), le paramètre le plus important pour distinguer le mode de croissance est l'angle de contact. Des expressions du volume au détachement de la bulle sont obtenues pour les deux modes.

Les deux modes de croissance sont décrits par Chesters (1978) et représentés figure 1.6.

#### 1.2.2 Mode A : le pied de bulle reste accroché à l'orifice



FIGURE 1.6 – Les différents modes de croissance de bulle selon Chesters

Lorsque l'affinité du liquide avec le solide est élevée, le périmètre de la ligne de contact est délimité par l'orifice ou par le site de nucléation. La bulle croît jusqu'au détachement et reste attachée à l'orifice (figure 1.6). L'angle de contact peut prendre n'importe quelle valeur supérieure à l'angle de Young  $\alpha_E$ . Pendant la croissance, l'angle de contact diminue et atteint un minimum supérieur à l'angle de Young. L'angle de contact augmente ensuite jusqu'au détachement lorsqu'un col commence à se former.

Le volume maximum au détachement est obtenu en faisant un bilan des forces sur la bulle avec un angle de contact égal à  $90^{\circ}$ :

$$V_{max} = \frac{2\pi r \gamma_l}{\rho g} \quad \text{ou} \quad \frac{V_{max}}{l_c^3} = 2\pi \frac{r}{l_c} \tag{1.10}$$

où l $_c=\sqrt{\frac{\gamma_l}{\Delta\rho g}}$  est la longueur capillaire.

En réalité, le volume de la bulle qui se détache est un peu inférieur à  $V_{max}$  car une partie du volume reste attachée à l'orifice. Ce volume restant est généralement négligé en pratique.

Lesage *et al.* (2013) mentionne ces deux modes de croissance et étudie plus particulièrement le Mode A en proposant une solution numérique de l'équation de Laplace pour des bulles de vapeur en croissance quasi-statique pour des petits nombres de Bond.

#### 1.2.3 Mode B : le pied de bulle s'étale au delà de l'orifice

L'affinité du liquide avec la surface est plus faible : la bulle croît et s'étend au-delà de la cavité. L'angle de contact  $\phi_0$  de la bulle avec la paroi est estimé en fonction du nombre de Bond à l'aide de la formule suivante :

$$\sin\phi_0 = 2\sqrt{\frac{2Bo}{3}}\tag{1.11}$$

où Bo =  $\frac{r_s^2}{l_c^2}$  avec  $r_s$  le rayon au sommet de la bulle. Pour des angles  $\phi_0$  petits, l'équation 1.11 au premier ordre devient :

$$\phi_0 = 2\sqrt{\frac{2Bo}{3}} = 2\sqrt{\frac{2}{3}}\frac{r_s}{l_c} \quad (\phi_0 \text{ en radians})$$
(1.12)

Il vient :

$$\frac{2r_s}{l_c} = 0.0214\phi_0 \quad (\phi_0 \text{ en radians}) \tag{1.13}$$

Ce résultat a été obtenu par Fritz (1935): la constante trouvée est égale à 0.0208 et est basée sur les résultats numériques de Bashforth et Adams (1883).

Le volume au détachement associé vaut :

$$\frac{V_{max}^{1/3}}{l_c} = 0.0172\phi_0 \quad (\phi_0 \text{ en radians})$$
(1.14)

Le volume restant attaché à l'orifice peut être en général négligé. Le rayon au pied de bulle  $r_b$  juste avant le détachement vaut :

$$\frac{r_b}{l_c} = \sqrt{\frac{3}{32}} sin^2 \phi_0 \tag{1.15}$$

 $\mathbf{r}_b$  n'est pas le rayon au pied de bulle maximal pendant la croissance :

$$\frac{r_{max}}{l_c} = \frac{9}{16\sqrt{2}} \sin^2 \phi_0 \tag{1.16}$$

La dernière étape du mode B montre une rétraction de la ligne triple de  $r_{max}$  à  $r_b$ . Le volume de la bulle continue d'augmenter. Le critère de détachement pour le mode B basé sur le rayon au pied de bulle est énoncé :

$$r < r_b \quad i.e. \quad \frac{r}{l_c} < \sqrt{\frac{3}{32}} sin^2 \phi_0$$
 (1.17)

Chesters (1978) montre que pour une bulle sphérique et un angle de contact au détachement de 90°, le rayon au pied de bulle au détachement adimensionné est une fonction du nombre de Bond :

$$x = \frac{r}{r_s} = \frac{2Bo}{3} \tag{1.18}$$

On peut donc observer 2 modes de croissance de bulles, soit avec un pied de bulle attaché à l'orifice (mode A) soit avec une ligne de contact qui sort de l'orifice (mode B). Intéressons nous maintenant aux différents régimes de croissance d'une bulle formée par injection ou ébullition.

#### **1.3** Formation de bulles par injection

Selon le débit d'injection de gaz, différents régimes sont observés : statique, dynamique et turbulent.

Oguz et Prosperetti (1993) ont déterminé un débit critique  $Q_{cr}$  d'injection de gaz démarquant le passage du régime statique au dynamique :

$$Q_{cr} = \pi \left(\frac{16}{3g^2}\right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{\gamma_l r_c}{\rho_l}\right)^{\frac{5}{6}}$$
(1.19)

Si  $Q < Q_{cr}$ , le volume au détachement de la bulle sera indépendant du débit d'injection (régime statique) et la forme de la bulle est donnée par la loi de Laplace. Si  $Q > Q_{cr}$  la bulle se détache en régime dynamique.

#### 1.3.1 Régime quasi-statique

Lorsque l'environnement est contrôlé, il est possible de s'affranchir des effets d'inertie en ayant des croissances de bulle lentes. Pour des débits d'injection de gaz très faible ( $Q_G < 1 \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$ ), il y a très peu d'interaction entre deux bulles consécutives. Le détachement de la première bulle ne perturbe pas la formation de la seconde. Les forces d'Archimède et capillaire (décrites dans la section 1.6) gouvernent la formation de la bulle. C'est le régime statique. La vitesse de formation et la taille des bulles ne dépendent pas du débit d'injection d'air.

Pour des liquides au repos, le volume maximal formé dans un liquide au repos est proche du volume de Tate :

$$V_{Tate} = \frac{2\pi\gamma_l r_c}{g(\rho_l - \rho_g)} \tag{1.20}$$

L'homogénéité et la rugosité de la surface influencent les conditions de mouillage et les angles de contact de la bulle. La formule de Tate ne prend pas en compte l'état de la surface. Elle suppose un état de surface parfait et ne tient compte que de la force capillaire et la force d'Archimède. Pour une bulle attachée à une paroi, la force de pression de contact doit être prise en compte (Ces forces sont décrites dans la section 1.6). C'est pourquoi on constate une variation de  $\pm 20\%$  entre le volume de Tate et le volume maximal au détachement calculé expérimentalement.

A faible débit, le rayon de détachement de la bulle vaut d'après Oguz et Prosperetti (1993) :

$$R_{st} = \left(\frac{3}{2}\frac{\gamma_l r_c}{\rho_l g}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{1.21}$$

#### 1.3.2 Régime dynamique

Si l'on augmente le débit d'injection  $(Q>Q_{cr})$ , l'inertie du liquide ne peut plus être négligée. On entre dans le régime dynamique. La bulle fournit une accélération au liquide qui perturbe fortement la croissance de la bulle suivante. Le volume et la fréquence de formation des bulles augmentent avec le débit. Selon Oguz et Prosperetti (1993), le rayon au détachement augmente avec le débit d'injection Q:

$$R_{dyn} = \left(\frac{9}{8\pi^2} \frac{Q^2}{g}\right)^{\frac{1}{5}}$$
(1.22)

#### 1.3.3 Régime turbulent

Pour des débits de gaz très élevés, le régime devient turbulent. Les bulles sont totalement déformées, ont des formes irrégulières et coalescent très rapidement. Les bulles montent ensemble et peuvent se fragmenter en petites bulles. Les forces inertielles deviennent très grandes. Les bulles peuvent prendre l'apparence d'un jet continu.

#### **1.4** Formation de bulles par vaporisation

Nous présentons dans cette partie comment est déclenchée l'ébullition, puis les différents régimes et modèles de croissance d'une bulle de vapeur. La nucléation est dite homogène si l'augmentation brutale de la température au-dessus de la température de la saturation ou la diminution brutale de la pression entraine l'apparition de bulles de vapeur au sein du liquide pur, qui est dans un état métastable.

#### 1.4.1 Nucléation hétérogène

Considérons un liquide à pression et température constante  $(P_{liq}, T_{liq})$ . Plusieurs mécanismes sont susceptibles de donner naissance à des bulles de vapeurs :

- la présence de gaz incondensables dans les sites de nucléation,

- des imperfections de surface
- des particules en suspension

Cette partie présente uniquement la nucléation hétérogène dans le cas de la formation de bulles de vapeur à partir de cavités sur des parois solides.

#### 1.4.2 Déclenchement de l'ébullition

La nucléation est favorisée par les petites cavités présentes sur les parois. Si des embryons de vapeur sont piégés dans ces cavités, une faible surchauffe est suffisante pour activer le site de nucléation et faire croître les bulles. La détermination de la surchauffe minimale nécessaire à la nucléation de la bulle est primordiale.

Considérons une bulle en équilibre dans une cavité de rayon  $r_c$ . La différence de pression entre le liquide (à  $P_{liq}$ ) et la vapeur (supposée égale à la pression de vapeur saturante  $P_b = P_{sat}(T_{liq})$ ) est donnée par l'équation de Laplace (1.23) :

$$P_b - P_{liq} = \frac{2\gamma_l}{r_e} \tag{1.23}$$

où  $\mathbf{r}_e$  est le rayon de l'embryon de vapeur. L'équation 1.23 associée à la relation de Clapeyron donne la surchauffe du liquide nécessaire à l'activation d'une cavité de rayon  $\mathbf{r}_e$ . En réalité un gradient de température existe au voisinage d'une paroi chauffée. Le modèle proposé par Hsu (1962) considère un germe ou un embryon de vapeur dans un site de nucléation dans une couche limite thermique au voisinage de la paroi chauffée (figure 1.7). Ce modèle suppose un germe déjà existant dû au départ de la bulle précédente. Juste après le détachement de la bulle, du liquide à température  $\mathbf{T}_{liq}$  remplace la bulle. Puis, le liquide proche de la cavité est chauffé par conduction transitoire pendant un certain temps jusqu'au développement de la couche limite thermique  $\delta_t$ . Le profil de température devient ensuite linéaire et le transfert de chaleur se fait par conduction. Un germe va croître si la surchauffe est suffisamment importante.



FIGURE 1.7 – Déclenchement de l'ébullition

L'embryon de vapeur de rayon  $r_e$  va croître si la température au sommet est telle que :

$$T(y=b) - T_{sat}(P_{liq}) > \frac{2\sigma T_{sat}(P_{liq})}{\rho_v h_{lv} r_e}$$

$$(1.24)$$

avec b=2r<sub>c</sub>=1.6r<sub>e</sub> et T(y=b)=T<sub>liq</sub>+(T<sub>p</sub>-T<sub>liq</sub>) $\frac{\delta_t-y}{\delta_t}$ 

Selon Hsu (1962), il existe des valeurs minimales et maximales du rayon de la cavité pour laquelle la surchauffe est suffisamment importante pour la croissance du germe. Les rayons  $r_{c,min}$  et  $r_{c,max}$ sont donnés par la relation suivante :

$$\left\{ \begin{array}{c} r_{c,max} \\ r_{c,min} \end{array} \right\} = \frac{\delta_t}{4} \left[ 1 - \frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T_p} \left\{ \begin{array}{c} + \\ - \end{array} \right\} \sqrt{\left( 1 - \frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T_p} \right)^2 - \frac{12.8\gamma_l T_{sat(P_{liq})}}{\rho_v h_{lv} \delta_t \Delta T_p}} \right]$$
(1.25)

où  $\Delta T_{sub} = T_{sat}(P_{liq}) - T_{liq}$  et  $\Delta T_p = T_p - T_{sat}$ .

Pour des rayons  $r_c > r_{c,max}$ , la bulle va grossir et dépasser la couche limite thermique. Le sommet de la bulle sera à la température  $T_{liq}$  qui est inférieure à la température de saturation de liquide. La bulle va donc se recondenser. Pour des rayons  $r_c < r_{c,min}$ , l'embryon est trop petit pour déclencher l'ébullition. La surchauffe nécessaire pour activer ces sites est trop élevée. La figure 1.8, montre la gamme de sites activés prédits par Hsu (1962) (Équation 1.25) pour  $\delta_t=1$  mm. La mouillabilité du fluide et la géométrie des cavités peuvent influencer l'ébullition. Le fluide mouillant va chasser les vapeurs piégées dans les cavités en entrant dans celles-ci. La cavité présente dans nos expériences fait environ  $20\mu$ m. Une surchauffe de 0.4°C est suffisante pour déclencher l'ébullition pour  $\delta_t=1$  mm.



FIGURE 1.8 – Gamme du rayon des cavités activitées dans du HFE 7000 pour  $\delta_t = 1$  mm.

#### 1.4.3 Croissance d'une bulle de vapeur

#### 1.4.3.1 Régimes de croissance d'une bulle de vapeur

L'ébullition étant déclenchée, l'énergie apportée dans le liquide à l'interface se fait par conduction et est utilisée pour la vaporisation du liquide. Pendant la croissance de la bulle, il existe deux régimes de croissance :

- La croissance inertielle : Ce régime est présent au début de la croissance de la bulle, juste après la création du germe. Ce dernier croît très rapidement. Le transfert de chaleur à l'interface est très rapide. La croissance est contrôlée par les forces d'inertie dans le liquide. On peut considérer la croissance comme "isotherme" car la vapeur est quasi à la même température que le liquide surchauffé. La pression de la vapeur est proche de sa valeur maximale. Ensuite, le liquide au voisinage de la bulle est refroidi, le régime devient diffusif.

- La croissance diffusive : La croissance est limitée par le transport de chaleur à l'interface. La diffusion de la chaleur régule l'évaporation de la bulle. On peut considérer la croissance comme "isobare" car la pression de la vapeur et la pression du liquide sont très proches. La température de la vapeur est proche de sa valeur minimale. Ce régime correspond à la fin de la croissance de la bulle.

Considérons une bulle de vapeur à la pression  $P_v$  et à la température  $T_v$  en équilibre dans un liquide au repos  $(T_{liq}, P_{liq})$ . La vapeur se trouve dans des conditions de saturation :  $T_v = T_{sat}(P_v)$  ou  $P_v = P_{sat}(T_v)$ . Pendant la croissance,  $P_v$  et  $T_v$  varient donc entre les valeurs suivantes :

$$P_{liq} \le P_v \le P_{sat}(T_{liq}) \tag{1.26}$$

$$T_{sat}(P_{liq}) \le T_v \le T_{liq} \tag{1.27}$$

La croissance isotherme correspond alors à  $P_v = P_{sat}(T_{liq})$  et  $T_v = T_{liq}$ , et la croissance iso-

bare à  $P_v = P_{liq}$  et  $T_v = T_{sat}(P_{liq})$ . La transition entre les deux régimes ( $P_v$  et  $T_v$  prenant des valeurs intermédiaires) étant complexe, n'a pas été étudiée extensivement. Dans nos expériences au tout début de la croissance de la bulle, la croissance est inertielle et devient très vite diffussive. La croissance est trop rapide pour que le régime inertiel soit étudié en détail.

#### 1.4.3.2 Etapes de la croissance d'une bulle de vapeur

Les phases de croissance d'une bulle dépendent s'il y a recondensation ou non sur la partie supérieure de la bulle (appelée dôme). La croissance d'une bulle sur une paroi surchauffée s'effectue au sein de la couche limite thermique. Le cycle d'ébullition est donné en figure 1.9 et décrit cidessous :



FIGURE 1.9 – Cycle d'ébullition sur une paroi, selon Carey (1992)

Les étapes du cycle d'ébullition sont les suivantes :

(a) : Après le détachement de la bulle, le liquide à la température  $T_{liq}$  est mis en mouvement et refroidi le liquide proche de la paroi.

(b) : Un temps d'attente est observé correspondant au temps de la conduction transitoire entre le liquide et la paroi.

(c) : La croissance de la bulle est initiée. Une partie de la chaleur nécessaire au changement d'état provient de la microcouche et l'autre partie de la zone surchauffée au voisinage de la bulle.

(d) : Les effets de tension de surface sont dominants : la bulle a une forme sphérique.

(e) : Les effets hydrodynamiques ou de gravité dominent les effets capillaires : la bulle se détache.

Pour une bulle en croissance dans un liquide sous-refroidi, le temps d'attente  $t_a$  augmente. Pour une paroi à température constante, si l'on augmente la surchauffe, le temps d'attente diminue. Expérimentalement, la bulle est initiée sur le site de nucléation, croît, se recondense, soit "collapse" soit se détache de la surface en fonction du sous-refroidissement. Le rayon de la bulle au détachement diminue lorsque le sous-refroidissement augmente.

#### 1.4.4 Modèles de croissance

Dans nos expériences, la bulle croît sur une paroi surchauffée à température constante dans un liquide sous-refroidi. Elle grossit au sein d'un gradient de température ce qui rend plus complexe l'analyse des échanges thermiques. Nous allons décrire dans la prochaine section les différents modèles de croissance de la littérature. Le régime inertiel étant quasi-inexistant dans nos expériences, seuls les modèles de croissance en régime diffusif sont présentés.

## 1.4.4.1 Croissance par évaporation sur toute la surface de la bulle dans un milieu infini uniformément chauffé

Sans écoulement, la croissance de bulle est supposée axisymétrique. Les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie en coordonnées sphériques sont résolues.

Plesset et Zwick (1954) et Forster et Zuber (1954) obtiennent une expression analytique qui prédit la croissance de la bulle à chaque instant pour une croissance de bulle diffusive en fournissant des expressions approximatives pour la température du liquide à l'interface et en supposant que l'épaisseur de couche limite thermique est mince par rapport au rayon de la bulle. L'expression approchée du taux de croissance s'écrit alors :

$$R(t) = 2CJa\sqrt{\frac{\alpha_l t}{\pi}} \tag{1.28}$$

où Ja est le nombre de Jakob et vaut :

$$Ja = \frac{\rho_l C p_l (T_{liq} - T_v)}{\rho_v h_{lv}} \tag{1.29}$$

et la constante C= $3^{1/2}$  pour Plesset et Zwick (1954) et C= $\frac{\pi}{2}$  pour Forster et Zuber (1954).

Cette solution est valable pour des nombres de Jakob élevés c'est à dire quand l'hypothèse d'épaisseur de couche limite mince est valide. Scriven (1959) considère une croissance diffusive sans l'hypothèse de couche limite thermique fine et obtient une expression du taux de croissance valable quelque soit le nombre de Jakob :

$$R(t) = 2f(Ja)Ja\sqrt{\alpha_l t} \tag{1.30}$$

où f(Ja) est une fonction du nombre de Jakob.

Legendre *et al.* (1998) retrouvent ce résultat par une simulation numérique directe d'une bulle de vapeur en croissance dans un liquide surchauffé.

Zuber (1961) propose un modèle de croissance de bulle diffusive dans un milieu infini :

$$R(t) = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja\sqrt{\alpha_l t} \tag{1.31}$$

où b est une constante empirique (Zeng *et al.* (1993b) suggèrent b=0.9 pour une bulle attachée sur une paroi).

Mikic *et al.* (1970) ont calculé une solution générale du rayon de la bulle en fonction du temps en régime inertiel (petits temps : solution de l'équation de Rayleigh) et thermique (grands temps : on retrouve la solution de Plesset et Zwick) :

$$R^{+} = \frac{2}{3} \left[ (t^{+} + 1)^{3/2} - t^{+^{3/2}} - 1 \right]$$
(1.32)

$$R^+ = \frac{RA}{B^2} \tag{1.33}$$

$$t^{+} = \frac{tA^2}{B^2} \tag{1.34}$$

$$A = \sqrt{\frac{2(T_{liq} - T_{sat})h_{lv}\rho_v}{\rho_l T_{sat}}}$$
(1.35)

$$B = \sqrt{\frac{12\alpha_l}{\pi}} Ja \tag{1.36}$$

La transition entre le régime inertiel et le régime thermique s'opère pour  $R^+=1$ :

$$R_{transitoire} = \frac{B^2}{A} \tag{1.37}$$

Après le déclenchement de l'ébullition, l'embryon de vapeur évolue en  $\sqrt{\alpha_l t}$  en fonction du nombre de Jakob. La bulle croît proportionnellement à la racine carrée du temps.

#### 1.4.4.2 Croissance par évaporation de la microcouche

Les modèles de Cooper et Lloyd (1969) Cooper et Merry (1973), Van Ouwerkerk (1971) considèrent une forme de bulle hémisphérique. La bulle n'étant hémisphère qu'en début de croissance, seuls les résultats sur des bulles sphériques ou sphériques tronquées sont présentés dans cette section.

Mei *et al.* (1995) assimile la bulle à une sphère tronquée pendant toute sa croissance en négligent la zone asséchée entre la bulle et la paroi. Le transfert de chaleur s'effectue par conduction (1D)dans la microcouche et par conduction (2D) dans la paroi. A température constante, la croissance est donnée par l'équation suivante :

$$R(t) = \frac{C^2}{f(C)} \frac{Ja}{Pr^{1/2}} \sqrt{\alpha_l t}$$
(1.38)

avec

$$f(C) \approx 1 - \frac{3}{4} \left( 1 - \sqrt{1 - C^2} \right)^2 + \frac{1}{4} \left( 1 - \sqrt{1 - C^2} \right)^3$$
(1.39)

La corrélation suivante basée sur les données expérimentales de Van Stralen *et al.* (1975) permet d'obtenir la constante C :

$$C = \left[ \left( 0.4134 J a^{0.1655} \right)^{-6} + \left( 1 - 0.1 e^{-0.0005 J a} \right)^{-6} \right]^{-1/6}$$
(1.40)

La surchauffe est prise en compte dans le nombre de Jakob. Le taux de croissance augmente avec le nombre de Jakob. Le profil de température du liquide dans la microcouche est quasi-linéaire pendant la croissance de la bulle.

#### 1.4.4.3 Croissance combinée dans la microcouche et sur le dôme

Dans un liquide dont la température à l'infini est à saturation, les transferts de chaleur s'effectuent simultanément dans la microcouche et dans le liquide entourant le dôme.

Buyevich et Webbon (1996) considèrent une bulle en croissance diffusive sur une paroi dans un bain liquide à température de saturation. La bulle a une forme de sphère tronquée et est séparée de la paroi par une microcouche d'épaisseur constante ( $\delta = 1.294 \sqrt{0.11 \frac{\lambda_l(T_p - T_{sat})}{\rho_l h lv}}$ : valeur initiale

Pour une bulle hémisphérique, le modèle s'aboutit à :

$$R(t) = C_2 Ja \left( 1 + \frac{1}{1.294C_2\sqrt{Pr}} \right) \sqrt{\alpha_l t} + cte$$
(1.41)

où Pr<br/> est le nombre de Prandtl $\mathrm{Pr}{=}\frac{\mu_l}{\alpha_l}$ 

Pour une bulle sphérique, on a :

$$R(t) = C_2 J a \sqrt{\alpha_l t} \quad \text{pour} \quad \left(\frac{1}{1.294C_2\sqrt{Pr}}\right) \le 1 \tag{1.42}$$

Forster et Zuber (1954), Plesset et Zwick (1954) résolvent l'équation de Rayleigh dans un liquide uniformément chauffé et considèrent le transfert de chaleur à l'interface de la bulle. Robinson et Judd (2001) rapportent que la chaleur peut être fournie à travers l'interface de la bulle. Plesset et Zwick (1954) et Mikic *et al.* (1970) mentionnent l'effet du sous-refroidissement à l'interface. Il existe de nombreux modèles de croissances, tous dépendants de différents paramètres thermiques, (le sousrefroidissement, la surchauffe de la paroi) de la gravité, de la géométrie de l'élément chauffant, la pression... Ces paramètres induisent différentes forces agissant sur la bulle au cours de sa croissance et son détachement modifiant le diamètre de détachement de la bulle. Cependant, tous les auteurs obtiennent la même loi de croissance de la forme  $R(t) \propto Ja \sqrt{\alpha_l t}$  caractéristique d'une croissance diffusive.

#### 1.4.4.4 Effet de la convection

En ébullition convective, le transfert convectif autour de la bulle peut augmenter le transfert thermique autour de la bulle et accélérer sa croissance. Lorsque la vitesse de l'interface dR/dt est très supérieure à la vitesse du fluide U<sub>l</sub>, la couche limite thermique autour de la bulle n'est pas modifiée par la convection et les lois de croissance de bulle précédentes peuvent être utilisées. Par contre lorsque dR/dt  $\ll$  U, la couche limite thermique autour de la bulle est modifiée. Legendre et al. (1998) obtiennent par simulation numérique directe autour d'une bulle sphérique une loi de croissance de la forme R(t)= $(3\alpha_l U J a^2 t^2/\pi)^{1/3}$ , ce qui est en accord avec l'expression de Ruckenstein et Davis (1971).

#### 1.5 Dynamique de bulle en croissance

La dynamique des bulles en mouvement est régie par le principe fondamental de la dynamique : la somme des forces exercées est égale à la masse multipliée par l'accélération. Ces forces sont décrites pour des bulles sphériques attachées à une paroi dans la prochaine section dans le cas de la croissance de bulles quasi-statique et dynamique. Un nombre adimensionnel appelé nombre de Reynolds de bulle permet de caractériser le régime hydrodynamique autour de la bulle et d'exprimer les forces hydrodynamiques de traînée et de portance :

$$Re_B = \frac{2R|U_l - U_b|}{\nu_l}$$
(1.43)

où R est le rayon de la bulle,  $U_b$  la vitesse de son centre de gravité,  $U_l$  la vitesse du fluide au niveau du centre de gravité de la bulle (vitesse non perturbée) et  $\nu_l$  la viscosité cinématique du liquide.

Le paragraphe suivant décrit les différentes forces qui agissent sur une bulle en croissance sur une paroi dans un liquide au repos et dans un écoulement cisaillé.

#### 1.6 Forces agissant sur une bulle isolée sur une paroi

Considérons une bulle en croissance à travers un orifice ou sur son site de nucléation. Au début de la croissance, la bulle a une forme hémisphérique et prend très vite la forme d'une sphère tronquée. Ensuite, elle adopte une forme de plus en plus proche de celle d'une sphère. Juste avant son détachement, un col se forme en bas de bulle. La bulle peut avoir deux comportements : soit directement se détacher de son site, soit elle quitte son site en glissant le long de la paroi.



FIGURE 1.10 – Bilan des forces sur une bulle en croissance

Pour une bulle en croissance sur une paroi (cf. figure 1.10), le principe fondamental de la dynamique des fluides écrit au centre de gravité de la bulle à la forme suivante :

$$\rho_g v_b \frac{d\overrightarrow{U_b}}{dt} = v_b \rho_g \overrightarrow{g} + \overrightarrow{F_C} - \int_{S_b} (p_l - \rho_l g \overrightarrow{e_y} y) \overrightarrow{n} \, dS - \int_S p_g \overrightarrow{n} \, dS + \int_{S_b} \overline{\overline{\tau}}_l \overrightarrow{n} \, dS \tag{1.44}$$

où  $v_b$  est le volume de la bulle,  $S_b$  la surface de la bulle en contact avec le liquide, S la surface du pied de bulle en contact avec la paroi,  $\overrightarrow{U_l}$  le vecteur vitesse au centre de gravité de la bulle,  $\overrightarrow{F_C}$  la force capillaire s'exerçant sur la ligne de contact, p la pression,  $\overline{\tau}_l$  le tenseur de contrainte visqueuse et  $\overrightarrow{n}$  le vecteur normal à la surface de la bulle. L'équation 1.44 s'applique en injection et en ébullition. Si l'on néglige l'accélération de la bulle et on note  $p_c$  la pression du liquide à la paroi, l'équation 1.44 devient :

$$\overrightarrow{F_B} + \overrightarrow{F_{CP}} + \overrightarrow{F_C} - \int_{S_b} (p_l - p_c) \overrightarrow{n} \, dS + \int_{S_b} \overline{\overline{\tau}}_l \, \overrightarrow{n} \, dS = \overrightarrow{0}$$
(1.45)

Les trois premiers termes correspondent aux forces statiques et les deux derniers aux forces hydrodynamiques dues à la croissance de la bulle et au mouvement du fluide.

#### 1.6.1 Forces agissant sur une bulle isolée dans un liquide au repos

Pour une bulle en croissance quasi-statique dans un liquide au repos, le bilan des forces s'écrit :

$$\overrightarrow{F_B} + \overrightarrow{F_{CP}} + \overrightarrow{F_C} = \overrightarrow{0} \tag{1.46}$$

où  $\overrightarrow{F_B}$ ,  $\overrightarrow{F_{CP}}$ ,  $\overrightarrow{F_C}$ , sont respectivement la force d'Archimède, la force de pression de contact et les forces capillaires. Seules les forces statiques agissent sur la bulle. En régime dynamique (la vitesse et la fréquence de croissance de bulle est trop importante pour être négligées : la bulle met en mouvement le fluide ), les forces de masses ajoutées s'ajoutent au bilan des forces.

$$\overrightarrow{F_B} + \overrightarrow{F_{CP}} + \overrightarrow{F_C} + \overrightarrow{F_{MA}} = \overrightarrow{0}$$
(1.47)

où  $\overrightarrow{F_{MA}}$  sont les forces de masse ajoutée.

Toutes ces forces sont décrites ci-dessous.

#### 1.6.1.1 Forces statiques

#### 1.6.1.1.a Force de pesanteur

La force de pesanteur comporte à la fois le poids de la bulle et la force d'Archimède :

$$\overrightarrow{F_B} = (\rho_l - \rho_g) v_b \overrightarrow{g} \tag{1.48}$$

où  $\rho_l$  est la masse volumique du liquide,  $\rho_g$  est la masse volumique de la bulle et  $v_b$  son volume. Cette force est dirigée vers le haut et va contribuer au détachement de la bulle.

#### 1.6.1.1.b Force de pression de contact

Cette force est un déficit de la poussée d'Archimède dû au fait que la bulle est en contact avec la paroi au lieu d'être complètement entourée de liquide. La force de pression de contact est due à la différence de pression à l'intérieur et à l'extérieur de la bulle. Cette différence de pression à travers l'interface jusqu'au pied de bulle peut être exprimée en fonction du rayon équivalent de la bulle et de la différence de pression hydrostatique entre le sommet (y=h) et le pied de bulle (y=0)(Duhar et Colin, 2006)

$$\overrightarrow{F_{CP}} = \iint_{S} \left( P_l - P_g \right) \overrightarrow{n} dA = \frac{2S\gamma_l}{r_s} - S\rho_l gh \overrightarrow{e_y}$$
(1.49)

où S est la surface de contact entre la bulle et la paroi,  $r_s$  le rayon de courbure de la bulle à son sommet,  $\gamma_l$  la tension de surface du liquide et h la hauteur de la bulle.

La surface S est égale à  $\pi r_c$   $^2$  pour un pied de bulle circulaire. Cette force favorise le détachement de la bulle.
#### 1.6.1.1.c Force capillaire ou de tension de surface

La force capillaire maintient le pied de la bulle en contact avec la paroi. Elle apparaît notamment au niveau de la ligne triple solide-liquide-gaz et s'exprime en fonction de l'angle polaire  $\phi$  de contact de la bulle avec la paroi :

$$\overrightarrow{F_C} = -\int_0^{\pi} 2r_c \gamma_l \,\mathrm{d}\phi \,\overrightarrow{\tau}(\phi) \tag{1.50}$$

où  $\overrightarrow{\tau}$  est le vecteur unitaire tangent à l'interface et perpendiculaire à la ligne de contact triple. Si la bulle croît axisymétriquement sur une surface parfaitement horizontale, l'angle de contact est constant sur la circonférence du pied de la bulle. La force capillaire s'écrit :

$$\overrightarrow{F_C} = -2\pi r_f \gamma_l \sin(\alpha) \overrightarrow{e_y} \tag{1.51}$$

où  $\mathbf{r}_f$  est le rayon au pied de bulle. Dans certains cas (surface non parfaite, canal incliné avec ou sans écoulement, champ électrique ...), l'angle de contact varie le long de la ligne triple. Il faut exprimer son évolution en fonction des angles suivant les deux directions (x : parallèle à la paroi; y : perpendiculaire à la paroi) :

$$F_{Cx} = -\int_0^\pi 2r_f \gamma_l \cos(\gamma) \cos(\phi) \mathrm{d}\phi \qquad (1.52)$$

$$F_{Cy} = -\int_0^\pi 2r_f \gamma_l \sin(\gamma) \mathrm{d}\phi \tag{1.53}$$

Nous devons donc différencier les angles d'avancée  $\alpha$  et de reculée  $\beta$  de la bulle (cf. figure 1.2 ou 1.10). Klausner *et al.* (1993) proposent une expression de la force capillaire suivant les deux directions pour un rayon au pied de bulle circulaire et une évolution de l'angle de contact sous la forme d'un polynôme d'ordre trois :

$$\gamma(\phi) = \beta + (\alpha - \beta) \left[ 3 \left(\frac{\phi}{\pi}\right)^2 - 2 \left(\frac{\phi}{\pi}\right)^3 \right] \quad \text{où} \quad 0 \ge \phi \ge \pi$$
(1.54)

avec les conditions de symétrie suivantes :

$$\gamma(0) = \beta \quad \gamma(\pi) = \alpha \quad \text{et} \quad \gamma'(0) = \gamma'(\pi) = 0 \tag{1.55}$$

Cette évolution de l'angle de contact est simplifiée en supposant une évolution linéaire de l'angle de contact entre l'angle d'avancée et l'angle de reculée le long de la ligne triple :

$$\gamma(\phi) = \beta + (\alpha - \beta)\frac{\phi}{\pi} \quad \text{où} \quad 0 \ge \phi \ge \pi$$
 (1.56)

Dans le but d'obtenir une équation analytique, l'équation 1.56 est remplacée dans 1.52 et 1.53:

$$F_{Cx} = -2r_f \gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin(\beta) + \sin(\alpha))$$
(1.57)

$$F_{Cy} = -2r_f \gamma_l \frac{\pi}{(\alpha - \beta)} (\cos(\beta) - \cos(\alpha))$$
(1.58)

Les résultats de Klausner *et al.* (1993) sur l'intégration numérique des équations 1.57 et 1.58 ont montré qu'un facteur correcteur de 1.25 était nécessaire pour  $F_{Cx}$  et qu'aucune correction n'est requise pour  $F_{Cy}$ .

 $r_f$  est le rayon au pied de bulle et peut être approché pour une bulle accrochée à une paroi verticale (Maity (2000))par l'expression suivante :

$$r_f = \frac{\sin(\alpha) + \sin(\beta)}{2}R\tag{1.59}$$

Chesters (1978) propose également des expressions du rayon au pied de bulle qui seront détaillées et décrites dans la section 1.3.

Ces différentes forces sont comparées sur la figure 1.11 dans le cas d'une surface de Téflon inclinée de  $9.5^{\circ}$  dans un liquide au repos.



FIGURE 1.11 – Comparaison des forces capillaires pour une surface de Téflon incliné de  $9.5^{\circ}$  dans un liquide au repos; Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi.

La somme totale des forces est calculée séparément avec les expressions de force capillaire de Klausner *et al.* (1993) (ordre 1 et ordre 3). L'ordre 3 de Klausner *et al.* (1993) ne nous apporte guère de meilleure précision sur la force de tension de surface (seulement 0.3% d'amélioration).

L'annexe A répertorie les différentes études réalisées sur la forme d'une goutte et de son rayon au pied de goutte sur un plan incliné. En augmentant l'inclinaison de la surface, la vitesse de la ligne triple augmente. La goutte se déforme et adopte différentes formes de gouttes observées dans la littérature modifiant ainsi le pied de goutte et donc la forme capillaire.

#### 1.6.1.2 Forces hydrodynamiques

#### 1.6.1.2.a Forces d'inertie

La bulle en croissance met en mouvement le fluide et lui fournit une accélération, la force d'inertie globale s'écrit :

$$F_I = F_{Tchen} + F_{MA} \tag{1.60}$$

où  $F_{Tchen}$  et  $F_{MA}$  sont respectivement la force de Tchen et de masse ajoutée.

Cette force intervient seulement lorsque le régime est dynamique.

L'intégrale des forces de pressions sur une sphère ou bulle de volume constant pour des écoulements non uniformes et instationnaires (Rivero *et al.* (1991)) s'écrit :

$$\overrightarrow{F_{MA}} = -\rho_l v_b C_{MA} \left[ \frac{D(\overrightarrow{U_l})}{Dt} - \frac{d(\overrightarrow{U_b})}{dt} \right]$$
(1.61)

où  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \overrightarrow{U}_l \cdot \nabla$  est la dérivée particulaire.

Dans le cas d'une bulle sphérique dans un milieu infini, Legendre *et al.* (1998) proposent une formule générale de la force de masse ajoutée pour des écoulements uniformes et instationnaires pour une bulle à volume variable :

$$\overrightarrow{F_{MA}} = -\rho_l C_{MA} \left[ \frac{dv_b (\overrightarrow{U_l - U_b})}{dt} \right]$$
(1.62)

avec  $C_{MA} = \frac{1}{2}$ .

La force de Tchen caractérise la force que l'écoulement non perturbé doit exercer sur le volume occupé par la bulle pour l'accélérer. Elle est définie par :

$$F_{Tchen} = -\rho_l \frac{dv_b(t)(U_b - U_l)}{dt}$$

$$\tag{1.63}$$

D'après Duhar et al. (2009), les forces d'inerties s'écrivent :

$$F_{Ix} = -(1 + C_{MA1x})\rho_l \frac{dv_b(t)(U_b - U_l)}{dt}$$

$$F_{Iy} = -(1 + C_{MA1y})\rho_l \frac{dv_b(t)(V_b - V_l)}{dt}$$

$$\rho_l v_b(t) \left( C_{MA2} \frac{(dR/dt)^2}{R} + C_{MA3} \left( \frac{d^2R}{dt^2} \right) \right)$$
(1.65)

Où U<sub>b</sub>, U<sub>l</sub> sont les vecteurs vitesse de la bulle et de l'écoulement non perturbé par la bulle au centre de celle-ci, R et dR/dt le rayon de la bulle et sa dérivée respectivement et  $C_{MAi}$  sont les coefficients de masse ajoutée.

Legendre et al. (2008) ont réalisé des simulations numériques directes de la croissance d'une bulle hémisphérique dans un écoulement cisaillé et obtiennent ces coefficients de masse ajoutée :

$$C_{MA1x,y} = \frac{1}{2}; C_{MA2} = \frac{9}{4}; C_{MA3} = \frac{3}{2} \quad \text{avec} \quad v_b = \frac{2}{3}\pi R^3$$
 (1.66)

Pour une bulle sphérique en contact avec la paroi, les coefficients de masse ajoutée sont déduits de l'expression de Van der Geld (2009) pour  $\lambda = 1/2$ ) :

$$C_{MA1x} = 0.636; C_{MA1y} = 0.784; C_{MA2} = C_{MA3} = -\frac{1}{2} \text{ avec } v_b = \frac{4}{3}\pi R^3$$
 (1.67)

Une forme plus générale est développée par Van der Geld (2009) pour une sphère tronquée sur une paroi :

$$\frac{F_I}{\rho_l v_b} = -C_1 \dot{U}_l - \frac{1}{2} C_2 \ddot{R} + F_L \tag{1.68}$$

Avec

$$F_L = -U_l \dot{R} \left\{ \frac{\partial C_1}{\partial R} + C_1 4\pi R^2 / v_b \right\} - U_l^2 \frac{1}{2} \frac{\partial C_1}{\partial h}$$

$$-\frac{1}{2} \dot{R}^2 \left\{ \frac{\partial C_2}{\partial R} - \frac{\partial C_3}{\partial h} + C_2 4\pi R^2 / v_b \right\} + V_b \frac{1}{2} \frac{\partial C_4}{\partial h}$$

$$(1.69)$$

Avec C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub>, C<sub>3</sub> et C<sub>4</sub> sont des coefficients dépendant de  $\lambda = R/h$  où R et h sont respectivement le rayon et la hauteur de la bulle.

Dans notre étude, la croissance de la bulle est quasi-statique dans le cas de l'injection (ce qui nous permet de négliger cette force) et peut devenir dynamique en ébullition pour certain cas.

#### 1.6.2 Forces agissant sur une bulle isolée dans un écoulement cisaillé

Une bulle en croissance dans un écoulement cisaillé subit également des forces hydrodynamiques de traînée et de portance dues à l'écoulement. Le bilan des forces s'écrit alors :

$$\overrightarrow{F_B} + \overrightarrow{F_{CP}} + \overrightarrow{F_C} + \overrightarrow{F_D} + \overrightarrow{F_L} + \overrightarrow{F_I} = \overrightarrow{0}$$
(1.70)

où  $\overrightarrow{F_B}$ ,  $\overrightarrow{F_{CP}}$ ,  $\overrightarrow{F_C}$ ,  $\overrightarrow{F_D}$ ,  $\overrightarrow{F_L}$  et  $\overrightarrow{F_I}$  sont respectivement la force d'Archimède, la force de pression de contact et les forces capillaires, la force de traînée, la force de portance et les forces d'inertie. Les expressions des forces statiques et des forces d'inertie ont été présentées dans le paragraphe précédent. Nous nous concentrons sur les forces de traînée et de portance.

La force de trainée  $F_D$  agit sur la bulle dans la direction de son mouvement relatif et dans le sens opposé. La force de migration ou de portance  $F_L$  s'exerce perpendiculairement à la vitesse relative de la bulle. Cela est dû à la déformation de la bulle et la non-uniformité de la pression autour de la bulle (effet Bernoulli ), ou de la vorticité autour de la bulle. Elles s'expriment généralement de la manière suivante :

$$\overrightarrow{F_D} = \frac{1}{2}\rho_l C_D S_b (U_l - U_b) |U_l - U_b| \overrightarrow{e_x}$$
(1.71)

$$\overrightarrow{F_L} = \frac{1}{2}\rho_l C_L S_b (U_l - U_b)^2 \overrightarrow{e_y}$$
(1.72)

où  $C_D$  est le coefficient de traînée,  $\rho_l$  la masse volumique du liquide,  $U_l$  est la vitesse du fluide non perturbé par la présence de la bulle,  $U_B$  est la vitesse de la bulle au centre de gravité de celle-ci et  $S_b$  est la section projetée de la bulle dans la direction de l'écoulement. Il n'existe pas d'expression théorique des différentes forces hydrodynamiques (traînée, portance...) agissant sur une bulle attachée à la paroi. Des approximations doivent être effectuées. Plusieurs expressions analytiques des coefficients hydrodynamiques ont été établies pour une bulle éloignée de la paroi, quel que soit le nombre de Reynolds de bulle. En revanche, lorsque l'on s'approche de la paroi, seules des expressions ont été obtenues pour des bulles sphériques avec une vitesse relative de bulle mais sans gradient de vitesse dans l'écoulement (Legendre *et al.* (2003)). Des expressions plus complètes en présence d'un gradient de vitesse en proche paroi ont été obtenues analytiquement pour des petits nombres de Reynolds (Magnaudet *et al.* (2003)). Des expressions de coefficients de portance et de trainée existent pour une bulle hémisphérique en croissance sur un mur dans un écoulement cisaillé (Legendre *et al.*, 2008). Malheureusement, la bulle est hémisphérique seulement dans les premiers instants de sa croissance. Elle adopte ensuite une forme de sphère tronquée pour de faibles nombres capillaire et de Weber pendant sa croissance.

#### 1.6.2.1 Coefficient de trainée

Les coefficients hydrodynamiques sont connus pour des bulles sphériques dans un milieu infini pour une grande gamme de Reynolds de bulle (Legendre et Magnaudet (1998) et Mei et Klausner (1992b)).

Moore (1963) apporte une correction au coefficient de trainée de Levich *et al.* (1962) pour une bulle sphérique de gaz dans un liquide visqueux en analysant la couche limite autour de la bulle et en calculant la dissipation d'énergie dans la couche limite et le sillage :

$$C_D = \frac{48}{Re_B} (1 - 2.11Re_B^{-1/2} + O(Re_B^{-5/6}))$$
(1.73)

Ce coefficient est bien estimé pour des nombres de Reynolds de bulle supérieurs à 50.

Maxworthy *et al.* (1996) étudient la montée d'une bulle sphérique dans un liquide visqueux et apportent une correction au coefficient de traînée proposé par Rybczynski-Hadamard :

$$C_D = \frac{16}{Re_B} \left( 1 + \frac{1}{8} Re_B \right) \quad Re_B \ll 1 \tag{1.74}$$

en fonction de nombre de Weber We pour de grands nombres de Reynolds de Bulle :

$$C_D = \frac{16}{Re_B} \left( 1 + \frac{1}{8}Re_B + \frac{1}{12}We \right) \quad Re_B >> 1 \quad \text{où} \quad We = \frac{\rho L v^2}{\gamma_l}$$
(1.75)

Pour une bulle en mouvement dans un écoulement cisaillé, Legendre et Magnaudet (1998) proposent une expression du coefficient de trainée en fonction de la vorticité adimensionnelle Sr pour Sr < 1 et  $\text{Re}_B < 500$ :

$$C_D(Re_B, Sr) = C_D(Re_B, 0)(1 + 0.55Sr^2) \quad \text{avec} \quad Sr = \frac{\omega 2R}{|U_L - U_B|}$$
 (1.76)

 $\omega$  étant la vorticité de l'écoulement et  $C_D(\text{Re}_B,0)$  le coefficient de trainée pour Sr= 0. Si on prend en compte la présence du mur,  $C_D(\text{Re}_B,0)$  est égal à la valeur proposée par Legendre *et al.* (2003) pour deux bulles sphériques se déplaçant parallèlement à une distance d.

$$C_D = \frac{48}{Re_B} (1 + g(d^+) - (1 + d^{+^{-3}}) \frac{2.211}{Re_B}^{0.5} + O(Re_B)^{-5/6})$$
(1.77)

où d<sup>+</sup> = d/R, g(d<sup>+</sup>) = 0,2865 pour d<sup>+</sup> = 2. Pour une bulle sphérique, la correction de la loi de Moore (1963) proposé par Legendre *et al.* (2003) pour une bulle en mouvement proche d'une paroi entraine une augmentation de moins de 20% du coefficient de trainée (valeur comparée dans un milieu infini). La même augmentation de C<sub>D</sub> est observée pour une vorticité Sr = 0,5 et atteint 50% pour Sr = 1.

Mei et Klausner (1992b) ont déterminé le coefficient de traînée et de portance pour une bulle sphérique dans un milieu infini :

$$C_D = \frac{16}{Re_B} \left( 1 + \frac{3}{2} \left[ \frac{12}{Re_B} + 0.75 \left( 1 + \frac{3.315}{Re_B^{1/2}} \right) \right]^{-1} \right)$$
(1.78)

Ce résultat permet de bien estimer le coefficient de trainée pour des Reynolds de bulle supérieurs à 50.

Peebles et Gather (1953) ont étudié la vitesse de montée de la bulle dans divers liquides et ont déterminé un coefficient de traînée pour des Reynolds de bulle ( $\operatorname{Re}_B$ ) compris entre 2 et 750.

$$C_D = 18.7 R e_B^{-0.68} \tag{1.79}$$

Winterton (1972) suppose que ce coefficient de traînée est valable pour une bulle attachée à une paroi en considérant les approximations suivantes : une forme de bulle quasi sphérique et un angle de contact de la bulle avec la paroi proche de 90°. La traînée est indépendante de la déformation de la bulle.

Crum (1975) utilise les données expérimentales de Haberman et Morton (1953) sur la montée de bulles d'air dans différents liquides pour établir une expression du coefficient de trainée en fonction de Reynolds de Bulle  $\operatorname{Re}_B$ :

$$C_D = 27Re_B^{-0.78} \tag{1.80}$$

Les différents coefficients mentionnés ci-dessus sont tracés sur la figure 1.12.

On peut remarquer qu'il existe des différences très importantes sur les coefficients de trainée entre les différentes études. De plus ces expressions ont été établies pour des bulles sphériques. Elles devront être utilisées avec précaution dans le cas de bulles déformées en contact avec une paroi.

#### 1.6.2.2 Coefficient de portance

Pour une bulle hémisphérique glissant dans un écoulement cisaillé linéaire, la force de portance a trois composantes (Legendre *et al.* (2008)) :

$$\overrightarrow{F_L} = \frac{1}{2}\rho_l S(U_l - U_b)^2 (C_{L1}Sr^2 + C_{L2} + C_{L3}Sr)\overrightarrow{e_y}$$
(1.81)

La première contribution est due à la vorticité du fluide, la seconde au glissement de la bulle et la dernière couple ces deux effets. Elles sont positives et contribuent au détachement de la bulle.

Pour une bulle sphérique, la force de portance est générée par une pression non uniforme autour de la bulle et par la vorticité du fluide approchant la bulle :

$$\overrightarrow{F_L} = \frac{1}{2}\rho_l C_{L0} S(U_l - U_b)^2 \overrightarrow{e_y} + \rho_l C_L v_b \overrightarrow{\omega} (U_l - U_b)$$
(1.82)

10

<sup>టా</sup> 10<sup>0</sup>



 $10^{-1} \underbrace{\begin{bmatrix} -C_{D \text{ Moore (1963)}} \\ -C_{D \text{ Maxwhorthy (1997)}} \\ 10^{0} \\ 10^{0} \\ \text{Re}_{B} \end{bmatrix}^{-1} \underbrace{\begin{bmatrix} -C_{D \text{ Maxwhorthy (1997)}} \\ 10^{2} \\ \text{Re}_{B} \end{bmatrix}^{-1}$ 

D Mei (1999)

FIGURE 1.12 – Comparaison des différents coefficients de trainée

Le premier terme de l'équation 1.82 est calculé par Legendre *et al.* (2003) pour une bulle sphérique à proximité d'une paroi. Une expression approchée de  $C_{L0}$  est déterminée à partir des résultats numériques (points bleus sur la figure 1.13) pour une distance de 1,125 R entre la bulle et la paroi :

$$C_{L0} = -0.048 \exp\left(0.0034Re_B\right) + 0.648 \exp\left(-0.07589Re_B\right)$$
(1.83)

 $C_{L0}$  peut être positif ou négatif en fonction de la valeur de  $Re_B$ .

Le gendre et Magnaudet (1998) proposent une expression de second terme de l'équation 1.82 pour une bulle sphérique dans un milieu infini, pour des Reynolds de bulle compris entre 0.1 et 500 et Sr<1 :

$$\overrightarrow{F_L} = \rho_l C_L v_b \overrightarrow{\omega} (U_l - U_b) \quad \text{avec} \quad C_L = \sqrt{(C_L^{low Re_B})^2 + (C_L^{high Re_B})^2}$$
(1.84)

$$C_L^{low Re_B} = \frac{6}{\pi^2} \frac{2.255}{\sqrt{Re_B S_r} (1+0.2\frac{Re_B}{S_r})^{\frac{3}{2}}} \quad \text{et} \quad C_L^{high Re_B} = \frac{1}{2} \frac{1+16/Re_B}{1+29/Re_B}$$
(1.85)

Le second terme de l'équation 1.82 peut aussi être écrit selon l'équation 1.72. La nouvelle valeur  $C'_L$  du coefficient de trainée multipliée par 4Sr/3 ( $C'_L = \frac{4}{3}$ Sr  $C_L$ ) peut être comparée à celui de Mei et Klausner (1992a) (cf. figure 1.13). Mei et Klausner (1992a) propose une expression pour une bulle sphérique dans un écoulement infini valable pour une grande gamme de nombres de Reynolds de bulle :

$$\overrightarrow{F_L} = \frac{1}{2}\rho_l C_{L0} S(U_l - U_b)^2 \overrightarrow{e_y} \quad \text{avec} \quad C_L = 2.741 S r^{1/2} (R e_B^{-2}) + 0.0035 S r^2)^{1/4}$$
(1.86)

Où Sr est le coefficient de vorticité adimensionné et vaut :

$$Sr = \frac{2R\omega}{|U_l - U_b|} \tag{1.87}$$

Où  $\omega$  est la vorticité du fluide. Pour de grand Reynolds de Bulle, les coefficients de portance (Mei et Klausner (1992a) et Legendre *et al.* (2003) sont proches. A bas Reynolds, un grand écart est observé.



FIGURE 1.13 – Comparaison des coefficients de trainée

De même que pour la force de trainée, il n'existe pas d'expression de la force de portance pour des bulles en forme de sphère tronquée ou déformées attachées sur une paroi. On sera donc amené à utiliser des expressions approchées pour estimer la force de portance.

## 1.7 Modèle de détachement : Diamètre de bulles au détachement

Dans la plupart des applications industrielles, les bulles grossissent dans un écoulement cisaillé ou au repos et la plupart des études visent à prévoir le rayon de détachement par une analyse de l'équilibre des forces Klausner *et al.* (1993) et Duhar et Colin (2006).

Van Helden *et al.* (1995) étudient les forces sur une bulle d'azote ou de vapeur en croissance dans un écoulement vertical ascendant, mais ne proposent aucun modèle prédictif pour le détachement de la bulle.

Klausner *et al.* (1993) développent un modèle prédictif (numériquement) basé sur les deux conditions suivantes :  $\sum F_x = 0$  et  $\sum F_y = 0$ . Si la première condition n'est plus vérifiée, la bulle se détache en glissant sur la paroi ( $\sum F_x > 0$  est le critère de détachement). Cependant, si la deuxième condition n'est plus vérifiée, la bulle se détache directement de la paroi sans glisser ( $\sum F_y > 0$  est le critère détachement). Les résultats obtenus sont en accord avec les résultats expérimentaux. Zeng et al (1993) développent un modèle (en ébullition en vase Zeng *et al.* (1993b) et convectif Zeng *et al.* (1993a)) qui résout simultanément le diamètre de la bulle et l'angle d'inclinaison de la bulle au point de détachement.

Duhar et Colin (2006) proposent un modèle prédictif du rayon des bulles au détachement pour des petits Reynolds de Bulle. Il repose sur un système de deux équations à deux inconnues  $\beta$  et  $R_{det}$  pour un couple de paramètres ( $Q_G$ ,S) donnés et un angle d'avancée  $\alpha$  choisi. Ce modèle permet de prédire le rayon des bulles au détachement dans un liquide visqueux pour de faibles débits d'injection d'air (40 mm<sup>3</sup>/s) et des taux de cisaillement inférieurs à 10 s<sup>-1</sup>.

Di Marco *et al.* (2015) analysent la croissance et le détachement de bulles de gaz dans du Perfluorohexane FC-72 par injection sur un plan incliné avec ou sans champs électriques. Son analyse des forces agissant sur la bulle se fait suivant deux plans perpendiculaires et semble suffisante pour évaluer l'équilibre, tant que l'inclinaison de la paroi n'est pas trop importante.

Les modèles proposés sont peu satisfaisants pour prédire le rayon de détachement d'une bulle. Un modèle basé sur un bilan dynamique à plusieurs forces est complexe à réaliser (manque d'informations ou de données, expressions des forces non connues). L'analyse bibliographique détaillée nous a permis d'extraire de la littérature les différentes expressions des forces statiques et hydrodynamiques agissant sur la bulle dans différentes situations (loin de la paroi, proche paroi, en croissance sur une paroi).

## 1.8 Conclusion

Les mécanismes physiques de croissance et de détachement d'une bulle en injection et en ébullition ont été abordés (Régimes de bullage, critère de déclenchement de l'ébullition, régimes et modèles de croissance des bulles de vapeur, ...) Ensuite, les différentes forces agissant sur une bulle isolée attachée sur une paroi ont été quantifiées. Les expressions des coefficients hydrodynamiques loin de la paroi quel que soit le nombre de Reynolds de bulle et proche de la paroi pour des petits Reynolds de bulle existent dans la littérature. Dans les expériences d'injection et d'ébullition, les Reynolds de bulle sont compris respectivement entre 40 et 300 et 1 et 30. Nous allons déterminer des coefficients hydrodynamiques expérimentaux dans le chapitre 4 et 5 et interpréter les résultats obtenus à l'aide des expressions présentées dans ce chapitre.

# Chapitre 2

## Dispositifs expérimentaux

Le but de cette thèse est d'approfondir les connaissances sur les phénomènes de croissance et de détachement de bulles dans un écoulement cisaillé au sol et en microgravité. Deux dispositifs expérimentaux ont été mis en place pour notre étude. Le premier permet d'étudier la croissance et le détachement d'une bulle isolée par injection sur un plan incliné. Le second dispositif est d'abord utilisé pour l'injection de bulles dans un écoulement cisaillé laminaire. Il a été ensuite modifié pour l'étude de l'ébullition au sol et en microgravité. Enfin, une nouvelle cellule d'essai appelée RUBI est implémentée. Elle a été développée dans le cadre du projet MANBO (Multi-scale ANalysis of BOiling) de l'ESA en collaboration avec les laboratoires IMFT (Toulouse) et IUSTI (Marseille), l'Université Technologique de Darmstadt (TUD-TTD), l'UNIversité de PIse (UNIPI), l'Institut de dynamique des fluides et de thermodynamique l'ENEA, l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), l'Université Libre de Bruxelles (ULB-TIPs) et l'Institut de Thermophysique (IT). Destinée à l'approfondissement des connaissances sur les transferts thermiques en microgravité, cette cellule d'essai est une copie de celle qui sera embarquée l'année prochaine (2017) dans la station spatiale internationale (ISS). Cette copie permet d'obtenir des premiers résultats en microgravité.

Dans ce chapitre, nous décrirons les deux dispositifs ainsi que la métrologie associée.

## 2.1 Dispositif expérimental de l'injection

#### 2.1.1 Cuve expérimentale

#### 2.1.1.1 Description

Les expériences sur l'injection de bulles sont réalisées à l'aide d'une cuve remplie d'eau dans laquelle est fixée une plaque (figure 2.1). Un capillaire, de longueur 1 m et de diamètre intérieur 0.2 mm, inséré à 1 mm en dessous de la surface permet la nucléation de la bulle sur la paroi. La cuve peut-être inclinée de 0 à 60 °. Deux caméras rapides PCO 1200 HS avec des objectifs 200 mm placées perpendiculairement sont utilisées pour l'acquisition des images.



FIGURE 2.1 – Cuve inclinable : vue de côté (inclinée de  $\theta$ ), vue de dessous et détail de l'injection ; photos de la cuve expérimentale

#### 2.1.1.2 L'injection d'air

L'air comprimé entre dans un détendeur qui permet de réduire sa pression en sortie. Le détendeur sur lequel est monté un manomètre est relié au capillaire de diamètre intérieur 0.2mm et de longueur 1 m. Les bulles d'air sont injectées à travers la plaque au moyen de ce capillaire. La perte de charge à l'intérieur du capillaire est très importante et très supérieure à la pression capillaire due à la formation de la bulle. L'injection se réalise donc avec un débit volumique Q constant lors de la croissance de la bulle. Le rayon de la bulle évolue selon l'équation suivante :

$$R(t) = \left(\frac{3Qt}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.1}$$

La loi d'étalonnage du débit Q en fonction de la pression à l'amont du capillaire est détaillée dans le paragraphe 2.1.4.3.

#### 2.1.1.3 Liquide utilisé

Les expériences sont réalisées avec de l'eau. Les caractéristiques à 20°C sont :

masse volumique	$\rho_l = 998,30 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
viscosité dynamique	$\mu_l = 1.002.10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
tension de superficielle	$\gamma_l = 0.072 \text{ N/m}$

Tableau 2.1 – Propriétés de l'eau

#### 2.1.2 Substrats utilisés

Nous travaillons avec trois substrats différents : du Téflon(T), du verre normal (V) et du verre traité(VT).

L'état de surface (géométrie, composition chimique, physique, propreté ...) des plaques utilisées est très important. Il a un impact direct sur la rugosité, la mouillabilité, la dureté de surface. Nous devons éviter dans la mesure du possible les irrégularités de surface et obtenir une propreté suffisante pour des résultats reproductibles. Pour cela, nous avons poli et nettoyé à l'acétone les substrats de Téflon et simplement nettoyé à l'acétone les substrats de verre. Chaque substrat est ensuite rincé avec le liquide utilisé lors des expériences. Un test de tension de surface est réalisé à l'aide d'un tensiomètre DSA 100. Des gouttes d'eau sont déposées sur la zone d'étude. Pour chaque goutte, nous relevons les angles statiques d'avancée et de reculée par l'intermédiaire d'un logiciel appelé Drop Shape Analysis. L'angle d'avancée est obtenu en gonflant la goutte jusqu'à ce que la ligne triple avance et l'angle de reculée en aspirant la goutte jusqu'à ce que la ligne triple recule (cf figure 2.2). Nous vérifions les mesures des angles avec un autre logiciel appelé ImageJ. La précision de mesure des angles de contact est d'environ 3°. Les substrats vieillissent relativement bien dans le temps : les angles statiques de contact restent constants (à la précision des mesures près) après une semaine d'essai. Si la variation de ces angles est très faible, nous pouvons disposer notre plaque dans notre cuve ou canal rectangulaire (décrit dans la section 2.1.4), sinon nous réitérons le traitement de surface (polissage et/ou nettoyage à l'acétone et rinçage).

Nous avons effectué des expériences d'injection de gouttes sur des plaques hydrophobes (Téflon) dont les angles statiques de contact d'avancée  $\alpha_{st}$  et de reculée  $\beta_{st}$  sont respectivement 135-140° et 85-90°. De nouvelles expériences ont été réalisées sur des plaques de verre (Verre traité (VT) et verre(V)). Le verre a la particularité d'être hydrophile ( $\alpha_{st}$ =40-48° et  $\beta_{st}$ =10-18°). Certaines plaques de verre ont reçu un traitement hydrophobe par SPD (Supersonic Particle Deposition) réalisé par le laboratoire LAAS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes). La méthode SPD est un processus relativement nouveau. Les particules de poudre de métal, de composite ou de polymère sont projetées par dans un jet supersonique de gaz comprimé. Ces particules impactent la surface solide avec suffisamment d'énergie pour provoquer une déformation plastique et se lier les particules avec le matériau sous-jacent, sans la création de zones affectées par la chaleur. Après traitement, le verre traité (VT) a pour angles statiques  $\alpha_{st}$ =108-113° et  $\beta_{st}$ =75-84°. Ces angles mesurés servent juste de repère pour un futur nettoyage des plaques pour une nouvelle utilisation et ainsi avoir des expériences reproductibles. Ces mêmes substrats sont utilisés pour les deux dispositifs expérimentaux de l'injection.



FIGURE 2.2 – Angle d'avancée (image en haut) et de reculée (image en bas) de la bulle sur les trois différents substrats (de gauche à droite : Verre, Verre traité, Téflon)

## 2.1.3 Rugosité des substrats

Après ces différentes opérations effectuées sur les substrats, les surfaces paraissent lisses au toucher. Au niveau microscopique, elles peuvent présenter des irrégularités de surface liées directement à l'usinage de la surface (rugosité dite mécanique (Téflon et verre)) ou aux différentes opérations subies par la surface (Téflon (polissage) ou le traitement du verre). Des mesures de rugosité sont alors réalisées à l'aide d'un microscope à force atomique (AFM). L'AFM permet d'avoir une image en trois dimensions par balayage d'une surface à l'aide d'une pointe. La pointe de raideur 47 N/m est placée à l'extrémité d'une lame flexible. La déflexion de la pointe est relevée par le système photodiodes + laser (cf. figure 2.3). Pour éviter la dégradation du substrat, le mode intermittent est utilisé : le levier vibre à une fréquence très proche de celle de la résonance de celui-ci. Lorsque la pointe détecte la surface, les variations d'amplitude et de phase dues aux oscillations nous donnent la topographie de la surface.



FIGURE 2.3 – Schéma du mécanisme d'un microscope à force atomique

L'AFM permet d'avoir une résolution spatiale microscopique (quelques dizaines de micromètres) ou nanoscopique (quelques nanomètres). Les mesures sur l'AFM ne sont pas assez précises pour pouvoir quantifier la rugosité du verre normal. La variation de hauteur sur ce verre est inférieure à 6 nm et aucune image 3D n'a pu être correctement extraite. La répartition des hauteurs sur une surface de Téflon et de verre traité de  $5x5\mu m^2$  est représentée figure 2.4.



FIGURE 2.4 – Répartitions des hauteurs sur une surface de  $5x5\mu m^2$  : Téflon (haut); Verre traité (bas)

Ces images nous confirment bien les imperfections de surfaces non perceptibles au toucher. Sur l'ensemble de la surface, l'écart moyen arithmétique Ru (rugosité) est calculé avec la formule suivante :

$$Ru = \frac{1}{N} \sum_{i} |h_i| \tag{2.2}$$

où N le nombre de point de la distribution et  $h_i$  la hauteur en un point donné de la surface.

Les rugosités Ru de surface calculées à partir des images valent 168.66 nm et 27.40 nm pour le Téflon et le verre traité respectivement. On peut donc déjà conclure que la surface de verre normal est peu rugueuse et Ru est inférieur à 6 nm. Le traitement par SPD effectué sur le verre modifie la rugosité du substrat et l'augmente autour de 20-30 nm. Ces valeurs montrent que le Téflon, dont la surface a été modifiée par usinage et polissage, est plus rugueux que la surface de verre traité. Des phénomènes de stick-slip pourront apparaître sur la paroi de Téflon comme nous le verrons lors de la présentation des résultats au chapitre 4.



FIGURE 2.5 – Coupe de répartition des hauteurs sur une surface en Téflon (gauche) et Verre traitée (droite)

Deux coupes ont été réalisées à la côte x=3.91 $\mu$ m et x=2.93 $\mu$ m pour le Téflon et le verre traité respectivement (cf figure 2.5). Les intervalles de confiance de moyenne  $\mu$  et d'écart type  $\sigma$  [ $\mu$ - $\sigma$ , $\mu$ + $\sigma$ ] et [ $\mu$ - $2\sigma$ , $\mu$ + $2\sigma$ ] sont également tracés. Il y a donc une probabilité de 68% et 95% qu'une hauteur soit comprise entre [ $\mu$ - $\sigma$ ] et [ $\mu$ + $\sigma$ ] et [ $\mu$ - $2\sigma$ ] et [ $\mu$ + $2\sigma$ ] respectivement. Les fluctuations sont bien marquées sur les deux courbes. Elles sont plus importantes pour le Téflon. En effet, pour x=3.91 $\mu$ m, Ru=161nm et  $\sigma$ = 148nm. La variation de hauteur sur une section est 4 fois plus importante pour le Téflon que pour le verre traité. Cela peut avoir une influence au niveau macroscopique et pourrait influencer nos mesures.

#### 2.1.4 Canal hydrodynamique

#### 2.1.4.1 Description

Nous avons réalisé un écoulement laminaire grâce à un dispositif expérimental développé précédemment par un ancien post-doctorant Harunori Yoshikawa. Notre étude consiste à injecter une bulle d'air à travers un orifice submillimétrique en paroi d'un canal.

Un schéma de l'ensemble du dispositif est présenté figure 2.6. Le dispositif expérimental est composé de :

- Une veine d'essai,
- Un système de circulation du fluide,
- Un système d'injection.



FIGURE 2.6 – Canal rectangulaire de section 40 mm et 5.69 mm

La veine d'essai : Le dispositif expérimental est placé sur un châssis en aluminium Norcan. Ce châssis est constitué d'un système de rotation qui permet de faire varier l'incidence du banc entre  $0^{\circ}$  et  $60^{\circ}$ . La veine d'essai est un canal hydrodynamique à section rectangulaire de dimensions :

- Longueur L = 1 m
- Largeur l = 40 mm
- $\bullet$  Hauteur h =5.69 mm

Le rapport d'aspect de la section droite du canal de 7 est suffisamment élevé pour obtenir un écoulement 2D dans la partie centrale du canal où les bulles sont formées. Un ensemble divergent, nid d'abeille, convergent a été placé à l'entrée du canal pour éviter les recirculations et les grosses instabilités de l'écoulement. Ainsi, nous disposons d'un écoulement stationnaire, uniforme et pleinement développé dans la zone étudiée. Des hublots de visualisation en verre de 5 mm de hauteur et 10 cm de longueur sont incorporés dans les parois verticales et horizontales du canal. Un des substrats est inséré de manière affleurante dans la paroi inférieure du canal. L'injection d'air se situe à 650 mm du convergent. L'ensemble du canal a été anodisé. L'anodisation permet de modifier l'état de surface de l'aluminium brut. Ce traitement permet de lutter efficacement contre l'oxydation de l'aluminium et également d'obtenir des parois noires afin d'éviter les réflexions optiques.

Le système de circulation du fluide : Nous disposons d'un réservoir de remplissage de 1 litre. Un filtre est placé en amont de la pompe pour éliminer les petites particules ou impuretés de notre système. Une pompe (IWAKI Série MDG-R15C220) volumétrique (équipée d'un By-pass), pilotée par un variateur, assure la circulation du fluide à débit constant. La liaison entre les différents éléments se fait par l'intermédiaire de tubes flexibles ou en inox Swagelok de 20 mm de diamètre. Un débitmètre à effet Coriolis (Micro Motion Série R) situé entre la pompe et l'entrée de la veine et relié à un boîtier d'acquisition (NI SCXI-1600) mesure le débit de fluide de l'étude. La gamme de débits mesurée est de 0 à 12 l/min avec une erreur de 0.5% à pleine échelle. Il a été étalonné par

un technicien certifié pour le fluide utilisé et vérifié au laboratoire par pesée. Une vanne de vidange a été installée pour pouvoir purger ou nettoyer notre système.

Le système d'injection : Le système d'injection est le même que précédemment.

#### 2.1.4.2 Caractérisation de l'écoulement

Pour avoir des résultats reproductibles et cohérents, il est nécessaire de caractériser l'écoulement dans le canal rectangulaire. Des mesures par vélocimétrie par images de particules et des simulations numériques sur le logiciel Starccm+ ont été effectuées. Les mesures ont été réalisées pour des débits de fluide compris entre 0.1 et 4 l/mn, soit de nombres de Reynolds allant de 200 à 9500. Le nombre de Reynolds est défini par rapport à la vitesse débitante  $j_l$  et au diamètre hydraulique  $D_H$  du canal :

$$Re = \frac{j_l D_H}{\nu_l} \tag{2.3}$$

où  $\nu_l$  la viscosité cinématique du liquide et  $\mathbf{D}_H = \frac{4lh}{l+h}$  le diamètre hydraulique du canal.

Ces profils de vitesses sont comparés en écoulement laminaire au profil théorique de vitesse dans une section rectangulaire d'Ebert et Sparrow (1965).

#### 2.1.4.2.a Profil de vitesse théorique laminaire d'Ebert et Sparrow (1965)

Pour un écoulement la minaire complètement développé, l'équation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}$$
(2.4)

où  $\omega$  est la distribution de vitesse axiale et p la pression statique. Les coordonnées x, y, z sont repérées sur les figures 2.6 et 2.7.



FIGURE 2.7 – Schéma de la section du canal

La distribution de vites se doit satisfaire l'équation 2.4 et les conditions de non-glissement aux parois suivantes :

$$w = 0$$
 en  $y = \pm \frac{h}{2}$   $-l/2 \le z < l/2$  (2.5)

$$w = 0$$
 en  $z = \pm \frac{l}{2}, \quad -h/2 \le y < h/2$  (2.6)

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{en} \quad z = 0, \quad -h/2 \le y < h/2 \tag{2.7}$$

$$\frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad \text{en} \quad y = 0, \quad -l/2 \le z < l/2 \tag{2.8}$$

Une solution directe de ces équations est :

$$\frac{w}{\frac{h^2}{4\mu}\frac{dp}{dx}} = -2\sum_{i=1}^{\infty} \frac{\cos\alpha_i\eta}{\alpha_i^3} \left(\sin\alpha_i\right) \left[1 - \frac{\cosh\frac{\alpha_i}{a}\xi}{\cosh\frac{\alpha_i}{a}}\right]$$
(2.9)

où  $\xi = \frac{2z}{l}$  et  $\eta = \frac{2y}{h}$  les coordonnées adimensionnelles,  $a = \frac{h}{l}$  le rapport d'aspect et  $\alpha_i = (2i-1)\frac{\pi}{2}$ .

#### 2.1.4.2.b Profil théorique turbulent

Les lois qui régissent les profils turbulents en canal sont exprimées en fonction de  $y^+$  distance à la paroi adimensionalisée par une échelle visqueuse et de la vitesse de frottement  $U^*$ :

$$y^+ = y \frac{U^*}{\nu_l} \tag{2.10}$$

$$U^* = U_l \sqrt{\frac{0.079}{2} Re^{-0.25}} \quad \text{avec} \quad U_l = \frac{Q_l}{4hl}$$
(2.11)

où  $Q_l$  le débit volumique de liquide et U<sup>\*</sup> est déterminé par la corrélation de Blasius. La vitesse moyenne  $U_l$  dans les différentes zones suit les lois suivantes :

-zone sous couche visqueuse : pour  $0 < y^+ < 5$ 

$$U = U^* y^+ \tag{2.12}$$

-zone tampon : pour  $5 < y^+ < 30$ 

$$U = U^* \left[ \frac{1}{0.41} ln(1+0.41y^+) + 8.67 \left( 1 - exp\left(\frac{y^+}{11}\right) \right) - \frac{-y^+}{11} exp(0.33y^+) \right]$$
(2.13)

-zone logarithmique : pour  $30 < y^+ < 200$ 

$$U = U^* \left(\frac{1}{0.41} lny^+ + 8.48\right) \tag{2.14}$$

#### 2.1.4.2.c Mesures par Vélocimétrie par images de particules (PIV)

Yoshikawa et Colin (2010) ont caractérisé l'écoulement dans ce canal rectangulaire en effectuant des mesures de profil de vitesse longitudinale dans la partie centrale du canal par vélocimétrie par imagerie de particules sans bulles. Pour les mesures PIV, les parois supérieures et inférieures ont été équipées de hublots de verre. Le fluide utilisé est du HFE 7000. Des flashs laser (Nd-Yag Quantel Twins ultra double impulsions (2x30 mJ @ 532nm) sont émis verticalement le long du plan médian du canal et des images de particules ensemencées (billes de verre creux) sont enregistrées avec une caméra rapide PCO 1200 HS. Le logiciel Davis est utilisé pour déterminer le profil de vitesse et ainsi le comparer au profil théorique d'Ebert et Sparrow (1965) (cf. figure 2.8) et au profil théorique turbulent. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000, les profils de vitesse sont paraboliques. Pour des Reysnolds >2000, le profil de vitesse change et devient de plus en plus plat. Ces profils sont comparés au profil théorique de la zone tampon et logarithmique.



FIGURE 2.8 – Comparaison des profils de vitesse déterminé par PIV et théorique

#### 2.1.4.2.d Simulations numériques avec Starccm+

La plupart des expériences effectuées pendant cette thèse ont été réalisées en écoulement laminaire. Les simulations se font donc qu'en écoulement laminaire. Starccm+ est un logiciel de CFD (Computational Fluid Dynamics) qui résout les équations de Navier et Stokes (conservation de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie) avec la méthode Volumes Finis (VOF). Il est possible de simuler des écoulements diphasiques, incompressibles, compressibles ... et aussi de coupler la mécanique des fluides à la thermique. StarCCM+ possède une génération de maillage automatique et plusieurs modèles de turbulence tels que (RANS, k- $\epsilon$ , k- $\omega$ , Spalart Allmaras ...). Les simulations ont été effectuées avec un processeur Xeon E5-1650 3.20Ghz 8 coeurs et 16 Go de RAM. Le temps de calcul est de quelques heures. Le domaine fluide du dispositif expérimental a été réalisé avec le logiciel Catia V5 et importé par la suite dans Starccm+. Le domaine fluide admet un plan de symétrie, seule la moitié du domaine fluide est simulé (cf. figure 2.9). Le nid d'abeille n'étant pas symétrique, nous ne pouvons pas modéliser seulement un quart du domaine. Un maillage 3D hexaédrique (taille des mailles : 0.3 mm) est effectué. Il n'est pas nécessaire de raffiner proche des parois car l'écoulement est la minaire et complètement développé. La figure 2.10 montre le maillage interne du domaine fluide utilisé pour la simulation.

La symétrie nous permet d'utiliser une condition aux limites de symétrie plane. Les autres conditions aux limites sont énoncées ci-dessous :

• Velocity inlet : La vitesse d'entrée de fluide est imposée  $(U_{inlet}=0.02 \text{ m/s (Re=290)})$  et  $U_{inlet}=0.16 \text{ m/s (Re=1710)})$ 

• Pressure outlet : La pression statique à la sortie est spécifiée et égale à la pression atmosphérique.

• Les autres surfaces sont considérées comme des murs "Wall" avec une condition de non-glissement.



FIGURE 2.9 – Domaine fluide du dispositif expérimental

account of the second se	

FIGURE 2.10 – Maillage interne du domaine fluide

Les paramètres physiques utilisés de la simulation sont les suivantes :

• Écoulement laminaire stationnaire 3D

• Densité constante

• Segregated Flow  $\rightarrow$  Gradients. Ce solveur convient parfaitement pour les fluides incompressibles ou faiblement compressibles

• Les mesures PIV ont été effectuées avec du HFE 7000. Le fluide utilisé pour les simulations est du HFE 7000 ( $\rho_l$ =1400 kg/m<sup>3</sup>,  $\mu_l$ =4.48.10<sup>-4</sup> Pa.s).

Le solveur itératif de starccm+ part d'une solution initiale et cherche à équilibrer les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie vers une solution finale. Les résidus permettent d'évaluer l'écart de la solution par rapport à la solution théorique. Dans notre cas, notre solution converge à  $10^{-6}$  près pour la continuité et la quantité de mouvement.

Une étude de convergence en maillage a également été faite. Elle consiste à raffiner de plus en plus le maillage jusqu'à avoir une indépendance à la taille du maillage sur la solution. La figure 2.11 montre l'évolution de l'écart maximal entre la valeur théorique d'Ebert et Sparrow (1965) et le résultat de la simulation numérique sur le profil de vitesse en fonction du nombre de mailles sur une hauteur. On atteint un écart maximal inférieur à 2% pour un nombre de mailles supérieur à 11. Ensuite, l'écart maximal devient indépendant du maillage.



FIGURE 2.11 – Convergence en maillage; nombre de mailles = h/s

Les profils de vitesse verticales et transversales déterminés (à la position x=650mm (position de la zone d'essai)) dans du HFE 7000 sont représentés figures 2.12 et 2.13 pour des Reynolds Re=290 et 1710. Les profils expérimentaux sont en bon accord avec les simulations et la théorie et confirment la bidimensionalité de l'écoulement dans la partie centrale du canal.



FIGURE 2.12 – Comparaison des profils vertical (gauche) et transversal (droite) de vitesse axiale déterminés par PIV, par simulation et théorique pour Re=290



FIGURE 2.13 – Comparaison des profils vertical (gauche) et transversal (droite) de vitesse axiale déterminés par PIV, par simulation et théorique pour Re=1710

#### 2.1.4.3 Etalonnage pression/débit d'injection d'air

Pour mesurer le débit d'air injecté, nous avons filmé un certain nombre de bulles et déterminé leur volume par traitement d'images et leur fréquence d'injection. Ce débit d'injection dépend de la différence de pression entre l'amont du capillaire et la hauteur de la surface libre dans le petit réservoir à l'aval du canal. Comme cette hauteur peut varier lorsqu'on incline le canal, elle a été mesurée pour chaque essai. Afin d'étalonner le débit d'air injecté en fonction de la différence de pression, nous avons procédé de la manière suivante.

Pour une différence de pression donnée, on injecte une série de bulles d'air. Une bulle isolée passe par les étapes de croissance et de détachement en prenant différentes formes. Elle évolue au cours de la croissance puis elle tend à avoir une forme sphérique ou ellipsoïdale après son détachement (cf. figure 2.14). Nous pouvons donc à partir d'une image de bulle sphérique extraire le rayon de la bulle grâce à l'aire projetée de cette dernière ( $\pi \mathbb{R}^2$ ). Il vient ensuite le volume de la bulle ( $\frac{4}{3} \pi \mathbb{R}^3$ ).



FIGURE 2.14 – Croissance d'une bulle sur les trois substrats (de haut en bas : Verre, Verre traité, Téflon)

Pour chaque substrat, deux expériences (premier et deuxième étalonnages figure 2.15 gauche) ont été réalisées à 30 minutes d'intervalle pour une surface horizontale. Nous avons ensuite incliné la surface de 5° puis 10° pour faire varier la différence de pression et ré-effectuer les acquisitions. Une dernière expérience (dernier étalonnage figure 2.15 gauche) a été faite une fois le canal à son état de référence (horizontal). On en déduit le débit d'injection d'air en comptant un nombre suffisamment élevé de bulles sur un temps donné pour plus de précision.

La figure 2.15 droite nous montre bien la reproductibilité de notre expérience sur le Téflon, le substrat pour lequel la reproductibilité était la plus critique. Nous avons effectué une approximation linéaire des points expérimentaux :

$$Q = 0.102\Delta P \quad \mathrm{T} \tag{2.15}$$

$$Q = 0.23\Delta P \quad \text{VT} \tag{2.16}$$

$$Q = 0.22\Delta P \quad V \tag{2.17}$$

Les capillaires ont été changés et ne sont pas les mêmes pour les différents substrats (même si



FIGURE 2.15 – Courbe d'étalonnage pression vs débit d'injection : Téflon (gauche) ; les trois substrats (droite)

la dimension du capillaire ne change pas). Il est possible qu'une poussière ou de la colle se soit incrustée dans le capillaire lors du montage et modifie ainsi le débit d'injection d'air. Il est donc nécessaire de ré-étalonner le débit d'injection. Par la suite, une simple mesure de la différence de pression nous permet d'obtenir le débit d'injection.

#### 2.1.5 Protocole expérimental

La croissance et le détachement d'une bulle sont sensibles aux conditions expérimentales telles que l'état de la surface de la paroi ou la pureté du fluide. Pour avoir des résultats les plus reproductibles possible, les substrats utilisés ont subi différentes opérations décrites section 2.1.2.

Les paramètres de contrôle de l'expérience sont :

- le débit d'injection d'air  $(0-50 \text{ mm}^3/\text{s})$
- l'inclinaison de la surface  $(0-60^\circ)$
- la vitesse de fluide (Re=0-4500 dans le canal hydrodynamique uniquement)

Pour les expériences d'injection de bulles d'air dans l'eau, nous devons effectuer les étapes préliminaires suivantes avant l'acquisition des données :

• Laisser dégazer l'eau pour éviter l'apparition de micro-bulles.

• Imposer une pression suffisamment élevée dans notre capillaire pour empêcher la pénétration de micro poussières ou d'eau dans celui-ci.

• Remplir la cuve ou le réservoir du canal d'eau et relever la différence de hauteur entre le capillaire et la surface libre.

• Vérifier que la pompe est vide d'air (Canal hydrodynamique uniquement).

• Régler l'horizontalité ou l'angle d'incidence de la surface (en fonction de la configuration souhaitée). Nous pouvons maintenant procéder à la visualisation de la croissance de bulles en suivant ces étapes :

• Allumer la ou les caméras et sources lumineuses (backligths).

• Régler la mise au point, la profondeur de champ et les paramètres d'acquisition (fréquence d'acquisition, zone de visu ...) en injectant des premières bulles.

• Imposer un débit d'injection

• En fonction des configurations souhaitées, augmenter la fréquence de la pompe (Canal hydrodynamique uniquement).

• Lancer l'acquisition.

Une séquence d'images en format .tif est enregistrée. Le traitement des images peut ainsi être effectué sur le logiciel Matlab.

## 2.2 Dispositif expérimental de l'ébullition

Pour l'étude de l'ébullition, le dispositif expérimental a été modifié et l'eau a été remplacée par un fluide réfrigérant le HFE 7000. En sortie du canal, une seconde section d'essai RUBI a également été implémentée pour une série d'expériences.

## 2.2.1 Première cellule d'essai : BIOMAN (Boiling Investigations On a flat plate in Microgravity And Normal-gravity)

#### 2.2.1.1 Description

Les expériences sur les bulles de vapeur sont réalisées dans le même canal rectangulaire présenté précédemment. Nous avons rajouté un préchauffeur, une plaque froide (CP), un soufflet, un générateur de bulles et les différents capteurs (cf.figure 2.16).

Le préchauffeur : est fait d'un câble chauffant enroulé sur 500mm permettant de chauffer le liquide à la température de consigne choisie. Quatre thermocouples de type K sont placés tous les 100mm.

La plaque froide : L'échangeur de chaleur permet d'extraire la chaleur du fluide circulant dans la plaque froide vers les ailettes de refroidissement à l'aide de modules Peltier (figure 2.17). Refroidir le liquide en sortie de canal, nous permet dans la mesure du possible d'éviter la cavitation de la pompe.

Le Soufflet : constitué d'une membrane de Téflon, le soufflet permet de réguler la pression dans le circuit hydraulique. En ouvrant la vanne V8, nous pouvons augmenter la pression dans le circuit hydraulique à l'aide de la pompe à vélo. La membrane se détend et pousse le liquide, la pression augmente. En ouvrant V7, la membrane se rétracte, la pression diminue jusqu'à pression atmosphérique (au sol) ou pression cabine (dans l'avion)

Le générateur de bulles : Plusieurs générateurs de bulles sont utilisés durant cette Thèse. Le premier générateur datant de 2009 a été fabriqué dans le laboratoire du Professeur Cees Van der Geld à l'University Technologique d'Eindhoven. Une fine couche d'or de 200nm d'épaisseur est déposée sur un substrat de verre inséré dans un support en inox. Ce dépôt a une résistance de 19.1



FIGURE 2.16 – Dispositif expérimental de l'ébullition



FIGURE 2.17 – L'échangeur de chaleur

Ω permettant de chauffer localement le liquide. Le générateur (BGM) génère une seule et unique bulle sur son site de nucléation de 50  $\mu$ m de diamètre (cf.figure 2.18).



FIGURE 2.18 – Générateur de bulles d'Eindhoven

Nous avons développé un second générateur de bulles (BG1 et BG2) (cf. figure 2.19) réalisé par Diamond Coatings (Entreprise située en Angleterre) ayant également pour objectif de nucléer une seule et unique bulle. La base du générateur est faite d'une petite plaque de verre de 5 mm de hauteur avec un site de nucléation de quelques dizaines de microns de diamètre et de profondeur (20-40 $\mu$ m de diamètre et de profondeur). Un dépôt d'ITO (Oxyde d'étain) de dimension 1x1mm<sup>2</sup> est effectué par dépôt chimique en phase vapeur. Ce dépôt d'épaisseur 100nm a une résistance comprise entre 15 $\Omega$  et 25 $\Omega$ . Le courant électrique est dirigé vers la résistance d'ITO par des dépôts d'argent d'épaisseur 20 $\mu$ m et de résistance négligeable comparée à celle de l'ITO.

Quel que soit le générateur utilisé, le courant électrique est directement transmis au dépôt d'or ou d'ITO. En appliquant un courant électrique sur cette résistance, le dépôt réagira localement comme un dispositif de chauffage par effet Joule (l'étalonnage des générateurs de bulles est présenté dans la section 2.2.4). Lorsque la température du liquide est proche de la température de saturation, la nucléation de la bulle de vapeur peut être initiée sur la couche d'or ou d'ITO par l'application d'un courant électrique.



FIGURE 2.19 – Générateur en verre de bulle : Schéma (gauche) et vue au microscope (droite)

Seulement un des générateurs de bulles est implémenté dans le dispositif expérimental cf. figure 2.20. Monté dans un support en PEEK, le générateur de bulles est compressé par une pièce cylindrique contre le support. L'épaulement du générateur de bulles est recouvert de Téflon pour s'assurer de l'étanchéité. Il est couplé avec un anémomètre pour que la température imposée soit constante. Le courant et l'intensité sont mesurés et enregistrés à l'aide du logiciel LabVIEW.

Le système d'acquisition : Le système d'acquisition est un boîtier NI DAQ SCXI1600 (Na-



FIGURE 2.20 – Montage du générateur de bulles dans le canal

tional Instrument data acquisition system). Il est équipé d'une carte capable de collecter jusqu'à 32 signaux simultanément avec une fréquence d'acquisition de 100 Hz. Une compensation de soudure froide interne permet de bonnes mesures de température. L'interface de lecture du boîtier NI DAQ est gérée par un programme LabVIEW. Les données importantes au bon déroulement de l'expérience sont enregistrées et lues instantanément sur l'interface graphique. Elles sont ensuite sauvegardées en fichier texte pour un futur traitement sur Matlab ou Excel. La partie acquisition des données comporte différents capteurs dont un relevé du débit de fluide et de l'accélération, 8 thermocouples de type K, une sonde platine Pt100, une thermistance et 3 capteurs de pression :

• 4 thermocouples de type K dans le préchauffeur, un à l'entrée (T1H), deux à l'intérieur (T2H, T3H) et un à la sortie (T4H) qui mesurent directement la température du liquide.

• 2 thermocouples de type K à l'entrée du canal qui mesurent la température T0. Le premier est utilisé pour la régulation de la température via le PID du préchauffeur. Le second sert d'indicateur à l'expérimentateur.

• 2 Capteurs (un capteur de pression absolue P1 et une sonde platine (Pt100) T1) sont situés proches de la cellule d'essai. Le capteur de pression nous donne directement la température de saturation du liquide et le thermocouple la température de liquide.

• 1 thermocouple de type K (T4) est fixé sur le générateur de bulles sur la face opposée au dépôt d'ITO.

• 1 thermistance est située en sortie de la plaque froide. La régulation des peltiers se fait grâce à la thermistance T2 à l'aide du logiciel Labview.

• 2 Capteurs (un capteur de pression absolu P3 et un thermocouple T3 (de type K)) permettent de vérifier la pression et la température en amont de la pompe afin d'éviter la cavitation.

• Un capteur de pression différentiel  $\Delta P$  est situé sur le soufflet. Il permet de vérifier voire de réguler la pression dans le dispositif expérimental.

• Un débitmètre à effet Coriolis mesure le débit du fluide dans le circuit principal.

• Un capteur connecté à la caméra rapide est installé pour la synchronisation des données à la vidéo.

• Un accéléromètre 3 axes est installé proche de la cellule d'essai. Il permet d'enregistrer le niveau de microgravité sur une séquence de mesures et de prises d'images.

• Deux voies d'acquisitions sont connectées à l'anémomètre pour relever le courant et l'intensité fournis au générateur de bulles.

Les signaux de sortie de tous ces capteurs sont transférés à l'ordinateur via un boîtier d'acquisition National Instrument NI SCXI-1600. Les précisions sur la température et sur la pression sont respectivement de  $\pm 0.1^{\circ}$  et  $\pm 2$  mbar.

#### 2.2.1.2 Labview

Le programme LabVIEW est présent uniquement dans le dispositif expérimental de l'ébullition. Le préchauffeur, les modules Peltiers, le générateur de bulles sont des composants modifiant la température et la pression dans notre système. Il est important de pouvoir contrôler et sécuriser l'ensemble du dispositif expérimental. Des capteurs décrits paragraphe 2.2.1.1 ont été de ce fait installés en des points stratégiques de l'expérience :

-dans la section d'essai (P1, T1)

-entre la plaque froide et la pompe (P3,T3)

-dans le préchauffeur (T1H, T2H, T3H, T4H)

Tous ces capteurs sont visualisés en instantanés sur l'interface graphique de Labview (présentée figure 2.21) et différentes alarmes mises en place pour prévenir d'un danger (augmentation de pression ou température)



FIGURE 2.21 – Interface Graphique Labview

#### 2.2.1.3 Fluide utilisé

Le fluide utilisé est du Novec HFE-7000 (1-methoxyheptafluoropropane). Ce fluide réfrigérant appartient à la famille des hydrofluoroesters et est utilisé dans de nombreuses expériences en mécanique de fluide de nos jours pour sa non-toxicité. Nous avons choisi le fluide HFE 7000 pour trois raisons :

• sa faible température de saturation (35°C à pression atmosphérique)

• sa faible chaleur latente de vaporisation (132 kJ.kg<sup>-1</sup> contre 2265 kJ.kg<sup>-1</sup> pour l'eau)

• sa non-toxicité, le HFE-7000 convient pour les vols paraboliques. En effet, pour la sécurité des expériences, des expérimentateurs et personnels de Novespace, des contraintes strictes et mesures de sécurité sont mises en place (cf. paragraphe 2.2.7)

Les propriétés du HFE 7000 à pression atmosphérique et à température de saturation sont présentées dans le Tableau 2.2 et comparées à l'eau et au réfrigérant FC-72 liquide ayant des propriétés similaires à celles du n-PerfluoroHexane qui sera utilisé pour l'expérience RUBI.

		HFE7000	FC-72	Eau
Tsat	°C	35	51	99.98
$ ho_l$	$\rm kg.m^{-3}$	1373	1602	958.4
$ ho_g$	$\rm kg.m^{-3}$	7.98	13.21	0.59
$\nu_l$	$\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}$	$2.7 \mathrm{x} 10^{-7}$	$2.8 \mathrm{x} 10^{-7}$	$2.95 \text{x} 10^{-7}$
$Cp_l$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	1328	1100	4210
$h_{lv}$	$kJ.kg^{-1}$	132	88	2265
$\lambda_l$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	0.075	0.054	0.679
$\sigma_l$	$\rm N.m^{-1}$	0.0124	0.0104	0.066

Tableau 2.2 – Propriétés de HFE 7000, FC-72, Eau à température de saturation et à pression atmosphérique

#### 2.2.1.4 La boucle fluide

La pression de la boucle fluide (figure 2.22) peut varier de 0.8 à 2 bars (correspondant à des températures de saturation du HFE 7000 de 29°C et 56°C respectivement). Les pressions les plus faibles sont privilégiées. Malheureusement, il peut être difficile d'opérer à faible pression. En effet, le fait de chauffer le liquide (0-100 W) et/ou mettre en mouvement le fluide (0-1.2 L.mn<sup>-1</sup>) augmente naturellement la pression.

La pompe volumétrique met en mouvement le fluide. Nous imposons une température de consigne T0 et T3 (figure 2.16) pour le préchauffeur et la plaque froide (modules Peltiers) respectivement. La température T0 est régulée par le PID analogique du préchauffeur. La régulation de T3 se fait avec le contrôleur des modules Peltiers piloté par LabVIEW. Le fluide entre ensuite dans le préchauffeur. La température augmente jusqu'à atteindre T0. Le fluide est ensuite refroidi par la plaque froide à la température T3. Après une heure de chauffe, la température du liquide dans la zone d'essai est constante. Le système est stationnaire. La nucléation de la bulle peut-être initiée grâce à l'anémomètre. La bulle se détache et se recondense très vite. La plaque froide permet de s'assurer de la disparition de la bulle.



FIGURE 2.22 – Boucle fluide dans des conditions stationnaires

#### 2.2.2 Seconde cellule d'essai : RUBI (Reference mUltiscale Boiling Investigation)

#### 2.2.2.1 Description

Le changement de phase apparaît par la nucléation et la croissance de la bulle. L'ébullition peut s'effectuer en ébullition en vase (sans écoulement) ou ébullition convective (avec écoulement). Le but de l'expérience RUBI est d'étudier la dynamique de croissance d'une bulle se vaporisant sur une paroi, son détachement et les transferts de chaleur et de masse autour de la bulle. Les effets d'un champ électrique et d'un écoulement cisaillé sont également étudiés.

#### 2.2.2.1.a Configuration ESA (ISS)

L'expérience est réalisée dans une cellule appelée "Boiling Cell" où la température et la pression du liquide sont contrôlées. Le liquide utilisé est du n-PerfluoroHexane. Cette cellule inclut un élément chauffant pour générer les bulles de vapeur et une électrode pour le champ électrique. Une boucle fluide est réalisée afin de créer le cisaillement (figure 2.23).

Une bulle est nucléée sur un fin dépôt de métal. Ce dépôt métallique est déposé sur une surface de  $CaF_2$  transparente aux infrarouges. La température du dépôt métallique est mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge. Un calcul de conduction thermique tridimensionnel et instationnaire permet de calculer la distribution locale, instantanée du flux de chaleur sur la bulle de vapeur et vers le liquide (Fischer *et al.* (2012)). Simultanément aux mesures infrarouges, une caméra rapide filme une vue de côté de la bulle de vapeur pendant sa croissance et son détachement. Différents paramètres d'essais seront étudiés : la pression, le sous-refroidissement du liquide, le flux de chaleur appliqué à l'élément chauffant, l'intensité du champ électrique, la vitesse de l'écoulement. Compte tenu du très faible volume disponible pour l'expérience destiné à la station spatiale internationale (ISS), la boucle fluide a été compactée au maximum (cf. figure 2.23) et les champs de vitesse et de température dans la cellule d'essai ont été simulés numériquement.



FIGURE 2.23 – Domaine fluide de la configuration ISS (gauche), Schéma des fonctionnalités de la "Boiling Cell" (droite) (image extraite de ESR-RUBI)

#### 2.2.2.1.b Configuration IMFT (BIOMAN + RUBI)

Pour les expériences réalisées en vols paraboliques, RUBI (cf. figure 2.24) est ajouté à la sortie du canal et avant les modules Peltiers du dispositif expérimental BIOMAN (cf. figure 2.16). Le liquide utilisé est du HFE 7000. La boucle fluide, le générateur de bulles et le système d'acquisition restent inchangés. La sonde platine est déplacée et fixée à 5mm de hauteur du générateur de bulles. Les domaines fluides ESA (cf. figure 2.23) et BIOMAN+RUBI (cf. figure 2.25) sont différents. Des simulations avec le logiciel Starccm+ sont réalisées pour comparer les profils de vitesse dans le canal (BIOMAN), dans la cellule d'essai RUBI (BIOMAN + RUBI) et dans l'expérience RUBI pour l'ISS (RUBI ESA).



FIGURE 2.24 – Dessin 3D de la "Boiling Cell" (RUBI) (gauche) ; Photo de RUBI dans la configuration BIOMAN (droite)



FIGURE 2.25 – Domaine fluide de la configuration BIOMAN+RUBI

#### 2.2.2.2 Caractérisation de l'écoulement de la cellule d'essai RUBI

Les domaines fluides du dispositif expérimental ont été une fois de plus réalisés avec le logiciel Catia V5 et importés par la suite dans Starccm+. Un maillage 3D hexaédrique (taille de maille (0.25 mm) est effectué. Les paramètres physiques utilisés dans la simulation sont les suivants :

- Écoulement laminaire stationnaire 3D
- Densité constante

• Segregated Flow  $\rightarrow$  Gradients. Ce solveur convient parfaitement pour les fluides incompressibles ou faiblement compressibles

• Fluide utilisé : FC-72 ( $\rho_l$ =1680 kg/m<sup>3</sup>,  $\mu_l$ =6.4.10<sup>-4</sup> Pa.s)

Le domaine admet une symétrie (une condition aux limites de symétrie plane est utilisée) seulement pour la configuration IMFT. La configuration ESA étant complexe, toute la géométrie sera simulée. Les autres conditions aux limites sont énoncées ci-dessous :

• Velocity inlet : La vitesse d'entrée de fluide est imposée  $(U_{inlet}=0.064 \text{ m/s} (\text{Re}=655) \text{ et } U_{inlet}=0.128 (\text{Re}=1310))$ 

• Pressure outlet : La pression statique à la sortie est spécifiée.

• Les autres surfaces sont considérées comme des murs "Wall" avec une condition de non-glissement.

Nous avons une convergence variant de  $10^{-5}$  sur la quantité de mouvement à  $10^{-6}$  sur la continuité. Une étude de convergence en maillage a également été faite.

Les profils de vitesse en amont de RUBI (1 cm avant l'entrée de la cellule RUBI) ont été tracés figure 2.26 pour des vitesses maximales de 0.0377m/s (Re=655) et 0.0754 m/s (Re=1310). Dans la section 2.1.4.2, la caractérisation du profil de vitesse dans le canal nous confirme le bon accord avec la théorie pour la configuration IMFT, l'écoulement est complètement développé. En revanche, le profil de vitesse observé pour la configuration ESA montre que la longueur d'établissement n'est pas suffisante. Nous avons seulement 14.715 mm entre la fin de convergent et l'entrée de la cellule RUBI, ce qui était attendu compte tenu des contraintes d'encombrement dans l'expérience spatiale.

Intéressons-nous maintenant aux profils de vitesse au centre de la cellule d'essai, là où la bulle de vapeur sera formée dans les deux configurations (cf. figure 2.26 droite)

**Configuration IMFT :** La recirculation induite par la chambre au-dessus de la zone d'essai ralentit le liquide jusqu'à avoir une vitesse presque nulle à 6.2 mm au-dessus de la paroi. On passe d'un frottement solide à 5 mm de la paroi dans le cas du canal à un frottement fluide à 6.2 mm. Le



FIGURE 2.26 – Profil de vitesse pris à 1cm avant la cellule (gauche); Profil de vitesse au centre de RUBI (droite) dans les configurations IMFT et ESA

profil se di-symétrise. Par conservation du débit, la vitesse maximale diminue et atteint 0.036 m/s (Re=290). On compare au profil théorique en canal, on obtient un bon accord avec la simulation à 2% dans la partie inférieure [-0.0025 -0.001]. La partie supérieure du profil est affectée par la recirculation. Dans notre cas, cette recirculation modifie la partie supérieure mais n'est pas suffisante pour modifier la zone de l'écoulement où la bulle se situe. Le rayon de la bulle étant au maximum d'environ 0.3 mm, celle-ci reste dans la zone où la vitesse peut être calculée par la théorie d'Ebert et Sparrow (1965). On obtient les mêmes résultats pour Re=1710.

**Configuration ESA :** La recirculation induite (figure 2.27) par la chambre au-dessus de la zone d'essai ralentit le liquide jusqu'à avoir une vitesse presque nulle à 5.5 mm au dessus de la paroi. Un problème de développement de couche limite a été relevé sur la figure 2.26 gauche. La vitesse maximale de fluide est ainsi plus élevée dans la configuration ESA et en bon accord avec la théorie Ebert et Sparrow (1965) à 1cm avant la cellule d'essai sur l'intervalle [-0.0025 -0.000], il existe un écart maximum de 1% avec la théorie qui pourrait être utilisée comme référence de l'écoulement dans la zone où la bulle de vapeur sera générée.

Le cahier des charges de RUBI stipule un taux de cisaillement  $Sr < 13 \text{ s}^{-1}$  à 1 mm de la paroi. La figure 2.28 montre l'évolution du taux de cisaillement pour Re=290 dans les deux configurations. A 1 mm,  $Sr = 17.9 \text{ s}^{-1}$  pour ESA et  $Sr = 17.6 \text{ s}^{-1}$  pour l'IMFT. Les taux de cisaillement sont déjà supérieurs à la valeur maximale du cahier des charges pour Re=290. Ils peuvent dépasser les 40 s<sup>-1</sup> pour de Re=2000.



FIGURE 2.27 – Recirculation du fluide dans la cellule RUBI



FIGURE 2.28 – Re=290 : Taux de cisaillement au centre de la cellule d'essai

### 2.2.3 Etalonnage des thermocouples de type K et de la sonde platine

Des thermocouples de type K et une sonde platine (de précision  $\pm 0.1^{\circ}$ C) ont été placés tout au long de la boucle expérimentale. (paragraphe 2.2.1.1). Tous les thermocouples sont équipés de soudure froide compensée électroniquement dans le boîtier NI. La lecture de la température de ces capteurs se fait sur l'interface du logiciel Labview.

Un cryostat est utilisé pour réguler et contrôler la température du fluide (huile). La gamme

de température est de -35°C et 200°C avec précision 0.02°C. Les capteurs de température ont été étalonnés dans le fluide au repos. Une sonde de référence est placée dans le bain thermostaté pour les comparer aux valeurs de Labview pour un futur ajustement (cf. figure 2.29).



FIGURE 2.29 – Etalonnages des thermocouples de type K et de la sonde platine

## 2.2.4 Étalonnage du générateur de bulles

Pour étalonner le générateur de bulles ou sonde, il nous faut un environnement stable, nous utilisons de nouveau le cryostat.

Le générateur de bulles, branché à l'anémomètre est plongé dans l'huile du cryostat à température ambiante  $T_{amb}$ . Après équilibrage du pont interne de l'anémomètre et de pont externe lié au générateur de bulles, un court circuit est réalisé pour mesurer la résistance R0. R0 à  $T_{amb}$ correspond à la résistance du générateur additionné à la résistance des câbles et des broches :

$$R0 = R_{d\acute{e}p\acute{o}t} + R_{c\acute{a}bles} + R_{broches} \quad o\grave{u} \quad R_{c\acute{a}bles} = 1.35\Omega \tag{2.18}$$

$$R_{broches} = 0.45\Omega \tag{2.19}$$

La résistance des câbles est élevée car une résistance de  $1.2\Omega$  est montée en série pour le relevé de l'intensité de la sonde sur le logiciel Labview. La résistance du dépôt est différente en fonction du générateur utilisé (cf. Tableau 2.3). La résistance est une fonction linéaire de la température T du dépôt d'ITO. La résistance peut être liée à la température avec la relation suivante :

$$R = R0(1 + \alpha(T - T_{amb}))$$
(2.20)

Pour l'étalonnage, la température est changée et fixée par le cryostat ce qui nous fournit un environnement stable pour la mesure de la température et de la résistance. La température est
Générateur de bulles	$\mathbf{R}_{d\acute{e}p\acute{o}t}$ ( $\Omega$ )	Équation d'étalonnage
$\mathrm{BG}_{M\acute{e}tal}$	19.1	T = 40.962 R - 873.23
$BG_{Verre_1}$	22.7	T = 39.564 R - 943.65
$BG_{Verre_2}$	18.8	T = 27.514 R - 535.81

Tableau 2.3 – Résistances et courbes d'étalonnage des générateurs de bulles

vérifiée avec une sonde de référence déjà étalonnée. Le pont contenant le générateur de bulles est de nouveau équilibré. On réalise un nouveau court circuit. Un relevé de résistance et de température est effectué. On réitère l'opération pour plusieurs températures.

La courbe d'étalonnage de température en fonction de la résistance du générateur de bulles en verre  $BG_{Verre1}$  est représentée figure 2.30. Les lois d'étalonnage des autres générateurs sont répertoriées dans le Tableau 2.3.



FIGURE 2.30 – Etalonnage du générateur de bulles en verre  $BG_{Verre1}$ 

L'étalonnage nous permet de connaître la température imposée par l'anémomètre lors de la nucléation de la bulle. Lors des acquisitions des données sur le logiciel Labview, la valeur de la résistance est obtenue grâce à la valeur de l'intensité et du courant dans le générateur de bulles.

#### 2.2.5 Flux de chaleur

Le flux de chaleur délivré par la sonde peut être calculé. L'anémomètre impose une température constante au dépôt d'ITO ou d'or. La tension et l'intensité du dépôt sont directement enregistrées

grâce à Labview.

$$U_{BG} = R_{BG} * I_{BG} \tag{2.21}$$

La puissance Pu fournie au générateur vaut :

$$Pu = U_{BG} * I_{BG} \tag{2.22}$$

Et la densité de flux de chaleur surfacique :

$$q = Pu/S \tag{2.23}$$

où S est la surface du dépôt.

La figure 2.31 montre le schéma du montage permettant de récupérer la tension et l'intensité délivrés par le générateur de bulles.



FIGURE 2.31 – Schéma du montage de l'anémomètre + du générateur de bulles

#### 2.2.6 Protocole expérimental

Le déclenchement de l'ébullition est très sensible aux conditions expérimentales telles que l'état de la surface de la paroi, la dimension de site de nucléation (Critère de Hsu (1962)), la pureté du fluide... Pour avoir des résultats les plus reproductibles possible, les générateurs de bulles sont manipulés avec soin (gant, papier optique, pince...). Le fluide HFE 7000 est dégazé pendant plusieurs heures par l'intermédiaire d'un bouilleur. Il permet d'éliminer le maximum de gaz incondensables. Toute la boucle expérimentale est tirée au vide avant le remplissage. Les pressions à l'intérieur de l'expérience P1, P3 et  $\Delta P$  sont surveillées grâce à l'interface graphique de LabVIEW. Il faut préciser que les essais ont été effectués avec trois générateurs de bulles différents. Nous avons observé une différence certes minime du rayon au détachement de la bulle en fonction des générateurs de bulles.

Après remplissage et avant toute manipulation, il faut s'assurer que la pression à l'intérieur de la boucle reste constante et stable. Un changement de pression signifierait la présence d'une fuite dans le circuit. Ensuite, une vitesse de fluide est imposée avant la consigne du préchauffeur ou des modules Peltiers pour éviter que l'expérience ne chauffe localement. Une heure de chauffe minimum est nécessaire pour avoir un système stable : la température du liquide dans toute la boucle fluide est quasi constante. Nous pouvons maintenant initier la nucléation de la bulle grâce à l'anémomètre. La bulle se détache et se recondense très vite. Ce phénomène est enregistré à l'aide d'une caméra rapide et les données relevées par les capteurs enregistrées à l'aide de LabVIEW. Les paramètres de contrôle suivants sont modifiés pour une prochaine acquisition :

- la vitesse du fluide (0-0.12 m/s)
- la température de chauffe du dépôt (ITO ou or) (34-55°)
- le sous-refroidissement  $\Delta T_{sub} = T_{sat} T_{liq}(4-20^{\circ})$

Notons que nous n'avons pas réussi à atteindre un régime d'ébullition saturée dans notre expérience. Lorsque le liquide était trop proche de la saturation, la pompe cavitait.

#### 2.2.7 Campagnes de mesures

**Gravité terrestre :** Les campagnes de mesures au sol ont été réalisées à l'IMFT dans deux configurations :

- Canal horizontal : Expériences réalisées avec ou sans écoulement
- Canal vertical : Expériences réalisées sans écoulement ou avec écoulement ascendant.

**Microgravité :** Les campagnes de mesure en microgravité sont réalisées à bord de l'avion l'A310 ZERO-G. Cet avion, exploité par Novespace, remplace l'A300 ZERO-G qui a pris sa retraite en octobre 2014 après 17 ans de vols paraboliques. L'A310 Zero-G permet d'accueillir 40-50 chercheurs et membres de l'équipage dans un espace de 200m<sup>3</sup> dédié aux expériences. Novespace s'occupe de l'accueil des expérimentateurs et de l'installation des expériences à bord de l'appareil.

Pour créer l'apesanteur à l'intérieur de la cabine, l'A310 ZERO-G ne doit être soumis qu'aux forces gravitationnelles. Il faut ainsi 3 pilotes pour contrôler la trajectoire de l'avion le long de la parabole (figure 2.32). Un pilote s'occupe du tangage de l'avion, le second du roulis, et le dernier contre la trainée avec la poussée des moteurs. Les pilotes doivent également minimiser la force de portance.



FIGURE 2.32 – Etapes d'une parabole

Pendant une campagne de vol, trois vols comportant chacun 31 paraboles sont effectués. Chaque

parabole dure environ 1 minute dont 20-22 secondes de microgravité  $(10^{-2}g)$  et 40 secondes de 1.5-1.8g. Ce laps de temps très court, les changements de gravité, représente des contraintes importantes pour les expérimentateurs.

Les vols paraboliques impliquent des contraintes de tailles (tailles de rack prédéfinies), de poids (200kg maximum par rack). Les expériences doivent être compactes pour pouvoir passer la porte de l'avion et être facilement déplaçables. Pour chaque expérience, de nombreux tests et moyens sont mis en place pour assurer la protection des expérimentateurs : test d'étanchéité, résistance mécanique à 9g de l'expérience, propreté, puissance, instrumentations, mise à la terre .... De la mousse de protection est installée sur les profilés de la structure en cas de choc impromptu d'un expérimentateur ou personnel de bord contre celle-ci.

BIOMAN a participé à deux campagnes de vols paraboliques ESA, en Octobre 2015 (BIOMAN) et Avril 2016 (BIOMAN + RUBI) (figure 2.33). Les paramètres des campagnes de mesures sont répertoriés dans le tableau 2.4.

Campagne	Générateur de bulles	Gravité	P1	Re	$T_p$	$\Delta T_{sub}$
Horizontale	BGM/BG1	G	1-1.3 bar	0-2000	$35-45^{\circ}$	6-20°
Verticale	BG1	G	1.2 -1.5 bar	0-2000	$40-55^{\circ}$	8-20°
Microgravité	BGM/BG2	$\mu { m G}$	$0.9\text{-}1.2~\mathrm{bar}$	0-2000	$32-40^{\circ}$	$4-20^{\circ}$

Tableau 2.4 – Paramètres des campagnes de mesures



FIGURE 2.33 – Expérience embarquée dans l'A10 Zero G

# 2.3 Erreurs de mesure

Lors de la construction des expériences, les composants ont des précisions de mesure définies par le constructeur (cf. Tableau 2.5). Des estimations des ordres de grandeur des différentes erreurs sont répertoriées dans le tableau suivant :

Erreurs de mesures	Injection	Ebullition
Précision sur l'angle d'inclinaison du banc	$\pm 0.1^{\circ}$	$\pm 0.1^{\circ}$
Précision du manomètre	2mbar	Aucun
Précision du débitmètre	0.5%	0.5%
PID analogique du préchauffeur	Aucun	$< 1\% (0.2^{\circ}C)$
PID numérique de la plaque froide	Aucun	$1\% (0.3^{\circ}C)$
Etalonnage thermocouple	Aucun	0.5%

Tableau 2.5 – Erreurs de mesures expérimentales liées directement au dispositif expérimental

## 2.4 Conclusion

Les dispositifs expérimentaux ont été fabriqués à l'IMFT pour étudier la croissance et le détachement de bulles d'air par injection ou de bulles de vapeur par ébullition. Des caméras rapides sont utilisées pour visualiser ces étapes de la croissance d'une bulle. De ces images est extrait le contour de la bulle qui est l'étape la plus importante pour la détermination des paramètres géométriques de la bulle.

Les différentes étapes du traitement d'images, les paramètres géométriques de la bulle sont présentés dans le prochain chapitre.

# Chapitre 3

# Traitements d'images

Dans ce chapitre, nous allons décrire la méthode employée pour visualiser la croissance et le détachement de la bulle ainsi que les différents paramètres géométriques extraits du traitement d'images.

## 3.1 Prise d'images

#### 3.1.1 Mesures par ombroscopie

Toutes nos visualisations ont été effectuées par ombroscopie (éclairage en face arrière (figure 3.1)). C'est une méthode de visualisation et de mesure optique classique en mécanique des fluides. À l'aide d'une source lumineuse (backlight), un faisceau (ou une nappe lumineuse) parallèle est réalisé. Il éclaire l'objet de notre étude (ici la bulle) qui apparaît donc en noir sur fond blanc.

Les phénomènes de croissance et de détachement de la bulle sont enregistrés à l'aide d'une seule ou deux caméras rapides PCO 1200 HS. Les objectifs utilisés sont soit un 200mm soit un 105 mm avec doubleur de focale pour l'injection. Les bulles de vapeur étant dix fois plus petites que les bulles d'air, le dispositif caméra utilisé n'est plus optimal. Des bonnettes macro x12 sont fixées sur les objectifs. On passe d'un champ d'observation de 10mmx10mm à 3mmx3mm. Les séquences d'images obtenues (2000-5000 images) sont ensuite traitées sur un ordinateur sous le logiciel : Matlab afin de déterminer les différentes caractéristiques géométriques de la bulle. Dans cette partie sont présentées les étapes permettant l'extraction du contour d'une bulle ainsi que les différents paramètres géométriques obtenus.



FIGURE 3.1 – Mesure directe d'une bulle par ombroscopie

#### 3.1.2 Calibration spatiale

La calibration est une des étapes les plus importantes pour l'analyse des résultats. Elle permet d'établir la relation liant l'échelle réelle (en millimètres) et l'échelle sur le capteur de la caméra en pixels. Pour chaque dispositif expérimental, une image de mire a été créée, filmée et numérisée afin d'obtenir la correspondance pixel/mm (cf. Tableau 3.1 et figure 3.2). La mire d'injection est constituée d'un quadrillage de cercles de 2 mm de diamètre espacé de 2 mm. La mire d'ébullition est un quadrillage carré de  $1 \times 1 \text{mm}^2$ . Elle est plongée dans le liquide utilisé pour ne pas négliger les effets de distorsion.

Dispositif expérimental Conversion pixe		n pixel/mm
	Caméra 1	Caméra 2
Cuve expérimentale	120	110
Canal hydrodynamique (canal injection)	125	
BIOMAN (canal ébullition)	386	
BIOMAN + RUBI	380	

Tableau 3.1 – Conversion pixel/mm





La différence d'indices optiques entre le fluide et le Lexan ou le verre peut induire des erreurs de parallaxe. La calibration est réalisée sur les deux axes pour éviter les erreurs de distorsion ou de contrastes d'indices optiques entre les différents milieux. Les caméras rapides ayant des pixels carrés, la calibration spatiale est la même dans les deux directions.

#### 3.1.3 Extraction du contour de la bulle

#### 3.1.3.1 Soustraction par l'image de fond

Les images enregistrées (cf. figure 3.3 a) par les caméras contiennent des imperfections appelées « bruit ». Ce « bruit » peut être réduit en divisant ou soustrayant une image de référence sans objet (sans bulle), appelée image de fond, à chaque image. On obtient une image plus contrastée. Cette

opération s'effectue sur les pixels. Pour supprimer les bruits ponctuels et augmenter la netteté du contour, l'utilisation d'un filtre médian est parfois nécessaire.

#### 3.1.3.2 Binarisation et Inversion de l'image

L'image numérisée nous donne différentes valeurs de niveau de gris variant de 1 à 1024 pour chaque pixel. Nous avons binarisé l'image en appliquant un seuil pour lequel toute valeur inférieure à ce seuil prenne la valeur nulle (blanc) tandis que les autres prennent la valeur 1 (noir). Après binarisation, on obtient une bulle en noir sur fond blanc (cf. figure 3.3 b). Pour faciliter le traitement d'images, une inversion des pixels est réalisée (cf. figure 3.3 c). Lors de la prise de vue, il se peut que des zones de réflexion affectent l'image de la bulle (cf. figure 3.3 c) créant ainsi une surface ouverte. Différentes opérations peuvent être effectuées pour faire disparaitre ces zones noires de l'intérieur de la bulle (cf. figure 3.3 d).

#### 3.1.3.3 Détection du contour de la bulle

La frontière entre les deux domaines est assimilée au contour de la bulle. Les coordonnées du contour présentées figure 3.3 e sont conservées dans une matrice colonne "nx2" où "n" est le nombre de points du contour. Ces coordonnées nous permettront de déterminer les différents paramètres géométriques de notre bulle (cf. section 3.2).



FIGURE 3.3 – Étapes permettant l'extraction du contour de la bulle : (a) Image brute; (b) Image binarisée; (c) Image inversée; (d) Image remplie; (e) Contour de la bulle

## 3.2 Paramètres géométriques de la bulle

Une fois l'extraction du contour de la bulle réalisée, plusieurs paramètres géométriques peuvent être calculés à l'aide du logiciel Matlab (cf. figure 3.4). Différents programmes ont été créés pour faciliter le traitement. Les paramètres géométriques de l'étude sont :

• les angles de contact apparents en amont et aval de la bulle  $\alpha$  et  $\beta$  (cf. 3.2.1)

- le volume  $v_b$  (cf. 3.2.2)
- le rayon au pied de bulle  $r_f$  (cf. 3.2.3)
- les coordonnées du centre de gravité de la bulle  $x_G$ ,  $y_G$  (cf. 3.2.4)
- la hauteur de la bulle, h



FIGURE 3.4 – Paramètres géométriques de la bulle

#### 3.2.1 Angle de contact

Lors de la croissance de la bulle sur la paroi, les angles de contact amont et aval changent au cours du temps. On cherche donc à déterminer le mieux possible ces angles qui permettront par la suite de calculer la force capillaire ou force de tension de surface. Un programme Matlab a été créé pour obtenir ainsi les tangentes au contour de la bulle, à partir desquelles on déduit les angles amont  $\alpha$  et aval  $\beta$ .

Méthode des tangentes : Nous devons fixer différents seuils : le seuil de limite basse (seuil au contact de la bulle avec la paroi), le seuil en amont et le seuil en aval qui permette de régler le nombre de points N nécessaire pour interpoler une droite basée sur N points en rouge sur la figure 3.5. Si le nombre de points ne permet pas une bonne approximation, une modification des seuils doit être apportée.



FIGURE 3.5 – Méthode de la tangente

Les équations des tangentes à l'avancée et la réculée s'écrivent :

$$y_a = a_1 x_a + b_1 \quad y_r = a_2 x_r + b_2 \tag{3.1}$$

La valeur des angles de contact est obtenue à l'aide de la formule suivante (cf. figure 3.5) :

$$\alpha \quad \text{ou} \quad \beta = \arctan(\frac{\Delta y}{\Delta x}) \quad \text{avec} \quad \frac{\Delta y}{\Delta x} = a_{1/2}$$
(3.2)

Pour plus de précision, nous avons approché le contour de la bulle au pied de bulle par un polynôme. Sa dérivée au pied de bulle donne la valeur de l'angle de contact. Le nombre de points N choisi pour le calcul des tangentes ou de la dérivée change la précision des angles de contact. Une incertitude de 3-4° sur les angles de contact est constatée. Ces angles ont été vérifiés avec un autre logiciel ImageJ (figure 3.6). Le plug-in Drop Shape Analysis permet de suivre le contour de la bulle avec la fonction DropSnake. Ces angles sont directement mesurés et restent dans l'intervalle d'incertitude.



FIGURE 3.6 – Angles de contact déterminés avec Image J

Il est primordial de ne pas négliger ce calcul pour une bonne approximation de la force capillaire.

#### 3.2.2 Calcul du volume et du rayon équivalent de la bulle

Pour faciliter le calcul du volume, nous avons découpé le contour de la bulle en deux parties (droite et gauche) (cf. figure 3.7). Un ensemble de points est créé en faisant la différence des points ayant la même valeur de pixel. En approchant ces points par une droite, on obtient l'axe principal de la bulle. Nous avons cherché la méthode la plus appropriée pour calculer le volume d'une bulle : • Une première méthode suppose la sphéricité de la bulle. Elle consiste à calculer l'aire projetée de la bulle et d'extraire le rayon de celle-ci et enfin en déduire son volume.

L'aire projetée totale de la bulle est la somme des petits éléments de surface  $dA_i$ :

$$A_b = \sum_{i=1}^{N/2} dA_i = \sum_{i=1}^{N/2} \left| \frac{x_d(i+1) - x_g(i+1) + x_d(i) - x_g(i)}{2} \right| dy$$
(3.3)

On en déduit le rayon équivalent de la bulle.

$$R_{eq} = \left(\frac{A_b}{\pi}\right)^{1/2} \tag{3.4}$$

• La seconde méthode suppose l'axisymétrie de la bulle autour de son axe central : ce qui nous semble plus réaliste. Le volume total de la bulle est la somme des petits volumes élémentaires  $dv_i$  (obtenu en sommant les aires de disques circulaires successifs de diamètre d sur un petit élément de hauteur dy (correspondant à un pixel)) (figure 3.7) :

$$v_b = \sum_{i=1}^{N/2} dv_i \quad \text{où} \quad dv_i = \pi \frac{d^2}{4} dz \quad \text{avec} \quad d = \frac{x_d(i+1) - x_g(i+1) + x_d(i) - x_g(i)}{2}$$
(3.5)

On en déduit le rayon équivalent de la bulle

$$R_{eq} = \left(\frac{3}{4\pi}v_b\right)^{1/3} \tag{3.6}$$



FIGURE 3.7 – Estimation du volume de la bulle

L'écart de mesure observé entre ces deux méthodes est de 0.5 à 1% dans le cas le plus simple : surface horizontale dans un liquide au repos. Lorsque l'inclinaison de la surface ou la vitesse de fluide sont trop élevées, la bulle se déforme et n'est plus axisymétrique. L'écart entre les deux méthodes peut dépasser les 20%. Nous utiliserons la seconde méthode dans notre calcul du volume. Lorsque l'allongement du pied de bulle est trop important, le volume total de la bulle est obtenu en sommant les aires des ellipses successives sur un petit élément de hauteur dy.

Remarque : Les nombres de Bond des expériences sont très petits. La bulle reste quasiment sphérique. L'utilisation du rayon équivalent est donc valide. Pour des nombres de Bond plus élevés, ces formules doivent être utilisées avec précaution (Lesage *et al.* (2013)).

#### 3.2.3 Position de la ligne triple et calcul du rayon au pied de bulle

Dans notre étude, il est important de déterminer le plus précisément possible le rayon au pied de bulle. Ce paramètre influe directement sur deux forces : la force capillaire et la force de pression de contact. La position de la ligne triple en aval  $x_a$  et en amont  $x_r$  de la bulle (cf. figure 3.4) correspond à l'intersection du contour de la bulle et de la paroi. Ce paramètre permet d'obtenir le rayon au pied de bulle, mais également de détecter le détachement, le glissement de la bulle.

On en déduit le rayon au pied de bulle  $r_f$ :

$$r_f = \frac{x_a - x_r}{2} \tag{3.7}$$

Définissons  $x_{a0}$  la position de la ligne triple à l'aval sur la première image de bulle pendant le croissance.  $x_A(t)$  représente la différence à chaque instant de la position  $x_a(t)$  et  $x_{a0}$ . On définit de la même façon  $x_R(t)$ 

$$x_A(t) = x_a(t) - x_{a0} (3.8)$$

$$x_R(t) = x_r(t) - x_{r0} (3.9)$$

# 3.2.4 Calcul de la position du centre de gravité et de la vitesse de la bulle

On peut déterminer les coordonnées x et y du centre de gravité de la bulle à partir de l'aire projetée et à partir du volume calculé précédemment. Dans notre cas, la position du centre de gravité est automatiquement déterminée par une fonction Matlab.

Sur deux images consécutives, nous pouvons calculer la vitesse du centre de gravité à l'aide de la formule suivante :

$$\overrightarrow{V} = \frac{\overrightarrow{X}(i+1) - \overrightarrow{X}(i)}{\Delta T}$$
(3.10)

où  $\overrightarrow{V} = (\mathbf{V}_x, \mathbf{V}_y)$  et  $\overrightarrow{X} = (\mathbf{x}, \mathbf{y}).$ 

## 3.3 Erreurs de mesure

Les erreurs de mesures engendrées par les nombreuses étapes du traitement d'images sont estimées dans le Tableau 3.2.

Erreurs de mesures	Injection	Ebullition
Résolution spatiale de la caméra	0.01  mm/pixel	0.002  mm/pixel
Opérations sur le contour	$2\%$ d'erreur maximum sur $R_{eq}$	$3\%$ d'erreur maximum sur $R_{eq}$
Précision sur l'angle de contact	4°	4°
Précision sur le rayon au pied de bulle	2% maximum	4% maximum

Tableau 3.2 – Erreurs de mesures expérimentales et engendrées par le traitement d'images

Si une bulle de rayon  $R_{eq}=1.2$ mm est injectée dans de l'eau, le traitement d'images engendre une erreur de  $\pm 0.024$  mm. Pour une bulle de vapeur de 0.16 mm de rayon, l'erreur est de  $\pm 0.0022$ mm. Les principaux facteurs à l'origine de ces erreurs sont : la résolution de la caméra, la calibration spatiale. En effet, il est difficile d'avoir une meilleure précision de celle de la caméra (0.01 mm/pixel pour l'injection et 0.002 mm/pixel pour l'ébullition).

# 3.3.1 Effet du seuillage et du nombre point des tangentes sur l'angle de contact

Deux paramètres affectent les erreurs dans le traitement d'image décrits ci-dessus : la taille du pixel et le seuillage choisi pour identifier le contour de la bulle. Considérons une bulle d'air injectée dans un liquide au repos sur une surface horizontale en Téflon. L'un des paramètres les plus importants est l'angle de contant. Une évaluation du seuillage et du nombre de points de la tangente à la paroi de chaque côté de la bulle est présentée sur la figure 3.8. La valeur du seuillage de référence est de 0.2 et le nombre de points de la tangente est de 15. Nous avons fait varier le seuillage de  $\pm$  0.05 et le nombre de points de  $\pm$  5 points. Nous observons un écart de 2° (pour le nombre de points) et de 4°(pour le seuillage) sur les angles de contact par rapport à la courbe de référence.



FIGURE 3.8 – Évolution de l'angle de contact en fonction du seuillage et du nombre de points de la tangente.

#### 3.3.2 Axisymétrie de la bulle

La précision de mesure est aussi évaluée en filmant une bulle avec 2 caméras dans un cas axisymétrique sur paroi horizontale. L'axisymétrie de la bulle est confirmée par des angles de contact en amont et aval de la bulle presque identiques (l'hystérésis d'angle de contact  $H_d < 5^\circ$ ) sur les deux vues (cf. figure 3.9b) et une composante  $x_G$  nulle (figure 3.10). La figure 3.9 montre l'évolution des angles de contact et du rayon équivalent sur les deux caméras. Les angles en amont  $\alpha$  et en aval  $\beta$ de la bulle sur la caméra 1 et l'angle moyen sur la deuxième caméra y sont tracés (cf. figure 3.9b). Pour une surface horizontale, les résultats concordent sur le rayon et les angles de contact sur les deux vues.



FIGURE 3.9 – Surface de verre traité horizontale dans un liquide au repos : (a) Évolution du rayon au pied de bulle et équivalent sur les deux vues (b) Évolution des angles de contacts sur les deux vues (c) Évolution des angles de contacts moyens sur les deux vues (c1 : camera 1 et c2 : camera 2)



FIGURE 3.10 – Comparaison des hauteurs, des positions du centres de gravité sur les deux caméras

Si l'on compare le rayon équivalent et le rayon au pied de bulle sur les deux vues dans le cas d'une surface inclinée à 30° (figure 3.11), on est en bon accord pour le rayon équivalent. En revanche, on remarque une différence  $\Delta L$  entre les deux rayons au pied de bulle induite par l'inclinaison de la surface dans la direction de la gravité. Cet effet sera analysé dans le chapitre 4. La correspondance



FIGURE 3.11 – Surface de verre traité inclinée de 30° dans un liquide au repos : Évolution du rayon équivalent et du rayon au pied de bulle sur les deux vues

en rayon au pied de bulle, rayon équivalent, hauteur, positions du centre de gravité et angles de contact sur les deux vues valide le traitement d'image.

## 3.4 Conclusion

Le traitement d'images de la croissance de la bulle jusqu'à son détachement permet d'extraire les paramètres géométriques suivants :

- Angle de contact de la bulle avec la paroi
- Rayon équivalent
- Rayon au pied de bulle
- Axe principal de symétrie
- Position du centre de gravité
- Aire projetée de la bulle
- Volume de la bulle
- Vitesse de croissance de la bulle

A partir de ces paramètres, on peut réaliser un bilan des forces agissant sur la bulle du début de la croissance jusqu'à son détachement.

Les données des capteurs relevées et enregistrées à l'aide de LabVIEW complètent ces paramètres géométriques pour effectuer un bilan thermique diphasique.

# Chapitre 4 Injection de bulles d'air

Nous allons caractériser la croissance et le détachement de bulles d'air injectées à une paroi dans différentes configurations : une surface horizontale ou inclinée dans un liquide au repos (la cuve expérimentale) et dans un écoulement cisaillé pour différentes inclinaisons  $\theta$  (le canal hydrodynamique). Nous présentons l'évolution des différents paramètres géométriques (rayon au pied de bulle  $r_f$ , rayon équivalent de la bulle  $R_{eq}$ , angles de contact  $\alpha$ ,  $\beta$ , position du centre de gravité  $x_G$ ,  $y_G$ , position de la ligne de contact amont et aval  $x_A$  et  $x_R$  ...) de la bulle extraits du traitement d'images dans les différentes configurations. Dans le cas d'une paroi horizontale dans un fluide au repos, la forme de la bulle est bien prédite par la loi de Young Laplace. Un bilan des forces agissant sur la bulle est déduit de cette équation. Le bilan des forces est ensuite étendu au cas d'une surface inclinée avec ou sans écoulement et validé à partir des données cinématiques obtenues par traitement d'images. Cette approche est finalement utilisée pour prédire le diamètre de détachement des bulles.

### 4.1 Résultats expérimentaux

La taille et la forme des bulles nucléées sur une surface peuvent être affectées par de nombreux facteurs (gravité, tension de surface, angle de contact, géométrie, viscosité, conditions expérimentales...). Dans cette section, l'influence du débit d'injection est négligée (croissance quasi-statique de la bulle : les débits d'air injectés dans nos expériences (0-50mm<sup>3</sup>/s) sont inférieurs à celui d'Oguz et Prosperetti (1993)  $Q_{cr}=300 \text{ mm}^3/\text{s}$ ). La forme et la taille de la bulle sont gouvernées par les forces statiques et/ou hydrodynamiques. Nous travaillons avec trois substrats différents : du Téflon (T), du verre traité (VT) et du verre (V) de manière à étudier l'effet de la mouillabilité et de l'état de surface de la paroi sur la forme de la bulle et la force capillaire. L'état de surface des plaques utilisées est très important. Les surfaces ont été nettoyées et traitées comme décrit section 2.1.2.

Nous avons effectué une première acquisition dans la situation la plus simple : surface horizontale dans un liquide au repos puis nous avons fait varier l'incidence de notre banc (Cuve expérimentale). Une deuxième série d'acquisitions réalisée avec le canal hydrodynamique est effectuée pour plusieurs débits de fluide à l'état de référence (horizontal). Enfin une dernière série d'expériences a été réalisée pour plusieurs débits de fluide à angle d'inclinaison de surface  $\theta$  fixé. Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus à partir du traitement d'images exécuté sur Matlab. Nous nous intéressons plus particulièrement aux différents paramètres géométriques énumérés section 3.2 (coordonnées de centre de gravité, hauteur de la bulle, rayon au pied de bulle, angles de contact ...) qui permettront de calculer les différentes forces s'exerçant sur la bulle (section 4.3).

Les calculs ont été effectués sur plusieurs bulles consécutives pour s'assurer de la reproductibilité de notre expérience. Seules les données sur une bulle isolée sont présentées ci-dessous.

#### 4.1.1 Croissance et détachement d'une bulle dans un fluide au repos

Les paramètres d'acquisition inchangés pour les différentes expériences effectuées avec la cuve expérimentale sont :

- Fréquence d'acquisition : 638.66 images/s,
- fenêtre d'acquisition : 1280x1024 pixel<sup>2</sup>,
- Temps d'exposition : 1 ms,
- Objectif : 200 mm,
- distance camera-cuve : 200 mm,
- conversion : 120 pixels/mm pour la Caméra 1 (c1) et 110 pixels/mm pour la Caméra 2 (c2),

• débit d'injection d'air : 0-50 mm<sup>3</sup>/s (suffisamment faible pour être d'influence négligeable :  $Q_{cr}=300 \text{ mm}^3/\text{s}$ ).

Hypothèses :

- (i) : La croissance supposée quasi-statique de la bulle (force de masse ajoutée négligée),
- (ii) : La croissance axisymétrique de la bulle autour de son axe principal,
- (iii) : La forme circulaire du rayon au pied de bulle,

#### 4.1.1.1 Substrat horizontal

Quelques images de bulles en croissance sur des parois de Verre, Verre Traité et Téflon sont présentées sur la figure 4.1.

La bulle émerge du capillaire et passe par deux périodes significatives : la nucléation et la croissance. Pendant la période de nucléation, deux possibilités existent : soit la bulle reste attachée à l'orifice (Mode A de Chesters (1978)), soit la bulle s'accroche à la paroi et s'étale au-delà de l'orifice (Mode B de Chesters (1978)) : le diamètre au pied de bulle est alors supérieur au diamètre de l'orifice. Lors de sa croissance, le volume de la bulle augmente. La bulle tend à se détacher. Nous avons vérifié que la croissance de la bulle suit une évolution correspondant à une injection à débit volumique constant (Équation 2.1). Le rayon équivalent de la bulle évolue en t<sup>1/3</sup> (cf. figure 4.3). Le débit d'injection change entre les différentes expériences. La croissance de la bulle est indépendante du débit d'injection (régime quasi-statique). Pour pouvoir comparer les résultats obtenus sur les trois substrats, le temps t est adimensionné par le temps de croissance t<sub>c</sub> de la bulle quand cela est nécessaire.

Au début de la croissance, la bulle a une forme sphérique (figure 4.1) : la composante verticale du centre de gravité  $y_G$  est inférieure au rayon équivalent  $R_{eq}$  de la bulle (figure 4.3). Le repère de coordonnées (x,y) est porté sur la figure 4.2. Quand  $y_G > R_{eq}$ , la bulle perd sa forme sphérique et un col apparaît. L'augmentation de la hauteur et de la composante verticale du centre de gravité ( $y_G$ ) de la bulle est la conséquence directe de la force d'Archimède agissant sur la bulle. La composante horizontale du centre de gravité caractérise l'inclinaison de la bulle. Le canal étant horizontal, la croissance est axisymétrique (ii), il est normal que la composante horizontale du centre de gravité



FIGURE 4.1 – Croissance d'une bulle sur une surface horizontale pour les trois substrats utilisés (de haut en bas sur la caméra 1 : Verre ( $t_c = 0.32s$ ), Verre traité ( $t_c = 0.24s$ ), Téflon( $t_c = 0.21s$ )), la même croissance de bulle est observée sur la deuxième caméra pour le cas d'une surface horizontale.  $t_c$  est le temps de croissance de la bulle



FIGURE 4.2 – Repère de l'étude

 $(\mathbf{x}_G)$  reste constante et nulle au cours du temps (figure 4.3). Pour une surface horizontale l'axisymétrie de la bulle est confirmée par une composante  $\mathbf{x}_G$  nulle et des angles de contact côté droit et côté gauche de la bulle presque identiques (l'hystérésis d'angle de contact  $\mathbf{H}_d < 5^\circ$ ) sur les deux vues (cf. figure 3.9 b). Et enfin, on peut distinguer une accélération de la bulle au moment du détachement de celle-ci. Cette accélération agit directement sur la ligne triple. Cette dernière se rétracte dès que la bulle devient instable et commence à se détacher.

Nous allons maintenant comparer le comportement des bulles sur ces différents substrats et ainsi observer l'influence des conditions de mouillage sur les différents paramètres géométriques (rayon au pied de bulle, angle de contact, rayon de la bulle, centre de gravité, ...). L'évolution du rayon au pied de bulle et les angles de contact est tracée pour trois surfaces de mouillabilité différente (Téflon (T), Verre traité (VT), Verre (V). Le rayon au pied de bulle et le temps ont été adimensionnés



FIGURE 4.3 – Surface horizontale dans un liquide au repos : évolution des paramètres de la bulle : la hauteur h, les composantes horizontale  $x_G$  et verticale  $y_G$  du centre de gravité, les rayons au pied de bulle  $r_f$  et équivalent  $R_{eq}$  (gauche) Verre traité ; (droite) Téflon

respectivement par le rayon de la cavité  $r_c$  et le temps de croissance de la bulle  $t_c$ . Les surfaces de Télon et du verre traité (par la méthode SPD décrite section 2.1.2) sont hydrophobes. Les molécules d'eau ont tendance à s'éloigner de la paroi : l'hydrophobie des surfaces favorise l'étalement de la bulle. Elle s'étale au-delà de l'orifice et s'accroche à la paroi. Le rayon au pied de bulle  $r_f$  est très supérieur au rayon de l'orifice  $r_c$  ( $r_{f T} > 1.9 r_c$  et  $r_{f VT} > 1.6 r_c$ ). On retrouve le mode B de croissance décrit par Chesters (1978). Pour le verre (hydrophile), le rapport entre le rayon du pied de bulle et le rayon de la cavité est 1.3. La plaque étant hydrophile, on se rapproche de plus en plus du mode A de Chesters. Lors de l'injection, les molécules d'eau ont tendance à s'accrocher à la paroi et empêcher l'étalement de la bulle sur le verre. Pour une surface idéale hydrophile, le rapport vaudrait 1. La bulle reste accrochée sur le contour de l'orifice. La même évolution des angles de contact est observée pour les surfaces hydrophobes (figure 4.4 gauche). Les valeurs des angles de contact au détachement sont plus élevées pour les surfaces de verre traité et de téflon que celles du verre.

Nous avons ensuite analysé le mouvement de la ligne de contact pendant la croissance. Certains facteurs tels que la rugosité, les propriétés chimiques ... des surfaces affectent le mouvement de la ligne triple et l'évolution des angles de contact. En effet, la rugosité a été quantifiée section 2.1.3. Des variations de hauteurs 6 fois plus importantes ont été repérées sur le Téflon que sur le verre traité. Malgré les différentes opérations subies par le substrat, la surface de Téflon présente des irrégularités importantes. Cela peut provoquer le phénomène de stick-slip (figure 4.5 gauche). Sur une surface en Téflon, au début de la croissance, la ligne triple est accrochée à la position  $x_R$ . La ligne de contact avance selon  $x_A$  jusqu'à  $t/t_c=0.07$  et reste à son tour accrochée. Entre  $t/t_c=0.07$  et  $t/t_c=0.4$ , la bulle grossit alors sans mouvement de la ligne triple. Ensuite, le phénomène de stick-slip apparaît. La bulle s'accroche et glisse de façon intermittente jusqu'au détachement. Ce phénomène est expliqué par des imperfections de surface non négligeables (défauts physiques (rugosité) et/ou



FIGURE 4.4 – Évolution des angles de contact (gauche) et du rayon au pied de bulle (droite) sur les trois substrats



FIGURE 4.5 – Évolution de la position amont  $x_R$  et aval  $x_A$  de la ligne de contact sur une surface horizontale (T : Téflon (gauche); V : Verre et VT : Verre traité (droite)

chimiques). Par exemple : le test effectué sur le Téflon à l'AFM a montré un défaut de surface d'une centaine de nanomètres. La bulle peut ainsi s'accrocher sur ce défaut et favoriser ou empêcher le glissement ou détachement de la bulle. La ligne triple et l'interface de la bulle proche de la paroi sont déformées et modifient les angles de contact. Sur du verre et du verre traité, la ligne de contact se déplace constamment (cf. figure 4.5 droite). L'évolution des positions amont et aval est la même. Les irrégularités présentes sur la surface ne sont pas suffisantes pour créer du stick-slip. La bulle croît avec une ligne de contact mobile à chaque instant. Les oscillations de la ligne triple en début de croissance sont dues à l'injection de l'air à travers le capillaire.

#### 4.1.1.2 Substrat incliné



FIGURE 4.6 – Croissance et détachement de bulle sur une surface de verre traité inclinée de  $0^{\circ}$ ,  $10.1^{\circ}$ ,  $31.1^{\circ}$  et  $45.5^{\circ}$  sur les deux caméras.

Plusieurs expériences ont été effectuées pour différentes inclinaisons entre 0 et 50°. La figure 4.6 montre la croissance et le détachement d'une bulle d'air sur une surface de verre traité inclinée de 0°,  $10.1^{\circ}$ ,  $31.1^{\circ}$  et 45.5° sur les deux caméras. Sur la caméra 1, plus l'inclinaison de la surface augmente, plus la bulle se dis-symétrise et se déforme. En revanche, sur la caméra 2, la bulle garde la même forme quelle que soit l'inclinaison puisque la caméra suit la cuve dans son inclinaison (cf Chapitre 2 section 2.1.1.1). La figure 4.7 montre la croissance et le détachement d'une bulle d'air sur les trois surfaces utilisées inclinées d'environ 30° sur la caméra 1.



FIGURE 4.7 – Croissance d'une bulle sur une surface inclinée d'environ 30° pour les trois substrats utilisés (de haut en bas sur la caméra 1 : Verre (t<sub>c</sub> = 0.28s), Verre traité (t<sub>c</sub> = 0.22s), Téflon(t<sub>c</sub> = 0.19s))

L'évolution des angles de contact au détachement et du rayon au pied de bulle juste avant le détachement adimensionné par le rayon de l'orifice  $r_c$  est représentée figure 4.8 pour différentes inclinaisons sur les deux caméras.

Quel que soit le substrat utilisé, la même évolution est observée pour les deux paramètres. Lorsque la surface s'incline, les angles de contact en amont et en aval de la bulle sont différents. L'hystérésis d'angle de contact augmente. La bulle s'incline dans la direction de la gravité. Elle perd son caractère axisymétrique et se déforme. L'angle d'avancée  $\alpha$  prend une valeur constante très rapidement (Téflon : 76°; Verre traité : 80°; Verre : 70°) pour  $\theta > 10°$ . L'angle de reculée atteint un plateau autour de 15-20° pour  $\theta > 15°$ . L'angle au détachement est indépendant du substrat utilisé. L'allongement du pied de bulle dépend du substrat. Le rayon au pied de bulle  $r_f$ est quasi-constant sur la caméra 2 et indépendant de l'incidence de la surface (cf. figure 4.8 droite). Sur la caméra 1, pour de faibles inclinaisons ( $\theta < 15°$ ), l'incidence de la surface est trop faible pour que le pied de bulle s'allonge (les rayons au pied de bulle sur les deux vues sont très proches et nous pouvons considérer que le pied de bulle est circulaire et la bulle axisymétrique). La bulle s'étale toujours au-delà de l'orifice. Lorsque l'incidence de la surface augmente (( $\theta > 15°$ ), le rayon au pied de bulle augmente et commence à s'allonger. La bulle s'étend de plus en plus au-delà de la cavité (cf. figure 4.8 droite) jusqu'à atteindre  $r_f = 5.5 r_c$  pour le Téflon,  $r_f = 5 r_c$  pour le verre traité et



FIGURE 4.8 – Évolution de l'angle de contact au détachement (gauche) et du rayon au pied de bulle (droite) sur une surface inclinée pour les trois substrats. Les indices c1 et c2 sont relatifs aux caméras 1 et 2

 $r_f = 4 r_c$  pour le verre (les hypothèses (ii) et (iii) ne sont plus vérifiées). Une diminution du rayon au pied de bulle est observée sur tous les substrats pour une inclinaison de 45-50°. Cela est dû à la rétraction de la ligne triple lorsque la bulle commence à glisser. Au-delà d'un angle d'inclinaison de la surface, la bulle commence à glisser, la ligne triple se rétracte, le rayon au pied de bulle diminue et donc l'étalement diminue.

La difficulté de l'étude réside dans la détermination de la forme du pied de bulle et des angles de contact qui sont par la suite nécessaires à la modélisation des forces capillaire et forces de pression de contact. Sur la caméra 1, les angles de contact sont différents et appelés  $\alpha$  et  $\beta$ . Sur la caméra 2, les angles de contact en amont et aval de la bulle sont les mêmes et sont appelés  $\beta_s$ . Nous traçons l'évolution des angles de contact sur les deux vues (cf. figure 4.9). Les angles d'avancée et de reculée augmentent et diminuent respectivement. L'évolution de  $\beta_s$  mesuré sur la caméra 2 semble être égale à  $\frac{\alpha+\beta}{2}$  valeurs prises sur la caméra 1. Ce résultat sera important pour la modélisation des forces capillaires. Enfin, l'évolution des angles de contact sur la figure 4.10. Une dissymétrie de l'angle de contact et une augmentation de l'hystérésis d'angle de contact  $H_d$  sont observées avec l'augmentation de l'inclinaison de la surface.

L'évolution du rayon au pied de bulle en fonction de l'inclinaison de la surface  $\theta$  est tracée figure 4.11 gauche sur les deux vues. Pour simplifier la lecture, seules deux inclinations sont montrées pour la caméra 2. Sur la caméra 1 (symbole plein figure 4.11 gauche) : pour  $\theta$  petit, le rayon au pied de bulle est presque identique et atteint rapidement sa valeur maximale. Le pied de la bulle a une forme circulaire. Pour des inclinaisons plus élevées de la surface, le rayon au pied de bulle augmente de plus et plus jusqu'à atteindre sa valeur maximale juste avant le détachement. Le pied de bulle a une forme allongée, mais seulement dans le sens de la gravité. Sur la caméra 2 (symbole vide figure



FIGURE 4.9 – Surface de verre traité incliné dans un liquide au repos : évolution des angles de contact sur les deux vues pour  $\theta = 10^{\circ}$  (gauche) pour  $\theta = 30^{\circ}$  (droite)



 $\label{eq:Figure 4.10-Surface de verre traité inclinée dans un liquide au repos: évolution des angles de contact sur la caméra 1 pour plusieurs inclinaisons$ 

4.11 gauche) : le pied de bulle conserve la même évolution quel que soit  $\theta$ . Aucun allongement n'est observé dans cette direction.

Pour une surface inclinée  $\theta \neq 0^{\circ}$ , la composante parallèle du centre de gravité de la bulle

0.5 0.8 r f 0°c1 <sup>X</sup>G 0° 0.7  $r_{f 0^{\circ} c2}$ G 9.5 0.4 0.6 r f 9.5°c1 G 30° r f 30°c2 Rayon (mm) 0.2 0.5 X G 45 (mm) 0.4 <sup>b</sup> 0.3 f 30°c1  $f 45^{\circ}c1$ 0.2 0.1 0.1 00 0.8 0.2 0.2 0.4 0.6 0 0.4 0.6 0.8 1 t/t<sub>c</sub> t/t<sub>c</sub>

augmente (voir figure 4.11 droite). Plus l'inclinaison de la surface augmente, plus la bulle est inclinée. La bulle est inclinée dans la direction de la gravité et n'est plus axisymétrique. Elle se déforme.

FIGURE 4.11 – Surface de verre traité inclinée dans un liquide au repos : Évolution du rayon au pied de bulle (gauche) et de la composante horizontale du centre de gravité (droite)

#### 4.1.2 Croissance et détachement d'une bulle dans un écoulement cisaillé

Les paramètres d'acquisition inchangés pour les différentes expériences effectuées avec le canal hydrodynamique sont :

- Fréquence d'acquisition : 638.66 images/s,
- fenêtre d'acquisition : 1280x1024 pixel<sup>2</sup>,
- Temps d'exposition : 1 ms,
- Objectif : 200 mm,
- distance camera-canal : 200 mm,
- conversion : 120 pixels/mm pour la Caméra
- débit d'injection d'air : 0-50mm<sup>3</sup>/s (suffisamment faible pour être d'influence négligeable).

Hypothèses :

- (i) : La croissance supposée quasi-statique de la bulle (force de masse ajoutée négligée),
- (ii) : La croissance axisymétrique de la bulle autour de son axe principal pour de faibles valeurs de vitesse de fluide,
- (iii) : La forme circulaire du rayon au pied de bulle pour de faibles inclinaisons de paroi et de faibles vitesses de liquide.

Dans cette section, le dispositif expérimental est le canal hydrodynamique (décrit 2.1.4). Une vitesse de fluide est imposée dans un canal rectangulaire. Les effets hydrodynamiques sont ainsi

étudiés. Nous avons effectué plusieurs expériences pour différentes vitesses de fluide  $U_l(0.093 \text{ m/s} (\text{Re} = 919), 0,150 \text{ m/s} (\text{Re} = 1.487), 0.208 \text{ m/s} (\text{Re} = 2020))$  (figure 4.12 et 4.13). Dans un premier temps, la croissance de bulle dans un écoulement cisaillé sur une surface horizontale est étudiée. Ensuite, la croissance de bulle se fait sur une surface inclinée d'un angle  $\theta$  avec écoulement. Dans ces expériences, la vitesse du fluide incline la bulle et induit une faible déformation dans le sens de l'écoulement.

#### 4.1.2.1 Substrat horizontal



FIGURE 4.12 – Croissance d'une bulle sur une surface horizontale dans un écoulement cisaillé (Re=919) pour les trois substrats utilisés (de haut en bas sur la caméra 1 : Verre (t<sub>c</sub> = 0.26s), Verre traité (t<sub>c</sub> = 0.20s), Téflon (t<sub>c</sub> = 0.19s))



FIGURE 4.13 – Croissance d'une bulle sur une surface horizontale dans un écoulement cisaillé (Re=2020) pour les trois substrats utilisés (de haut en bas sur la caméra 1 : Verre (t<sub>c</sub> = 0.18s), Verre traité (t<sub>c</sub> = 0.14s), Téflon (t<sub>c</sub> = 0.12s))

Trois nombres adimensionnels permettent de caractériser la déformation de la bulle. Les nombres de Weber (We= $\frac{\rho v_b^2 R}{\gamma_l}$ ) et Capillaire (Ca= $\frac{v_b \mu}{\sigma}$ ) correspondent respectivement aux effets d'inertie et aux effets visqueux par rapport aux effets capillaires, caractérisés par la tension de surface  $\gamma_l$ . Dans notre étude, le nombre de Reynolds de Bulle Re<sub>B</sub> basé sur la vitesse relative de la bulle varie entre 20 et 300. Dans cette gamme, nous ne pouvons pas négliger les effets d'inertie ou visqueux. Le nombre capillaire est très faible (Ca  $\approx 10^{-3}$ ), ce qui indique que les effets capillaires dominent les effets visqueux. Le nombre de Weber We est de l'ordre de  $10^{-1}$ , les effets d'inertie ne peuvent pas être négligés et vont induire une légère déformation de la bulle. Ces nombres adimensionnels (Weber, Capillaire, Reynolds de bulle) sont tracés sur la figure 4.14 pour le plus grand Reynolds utilisé (Re = 2020).



FIGURE 4.14 – Évolution des nombres adimensionnels  $\operatorname{Re}_B$  (gauche), We et Ca (droite) pour Re= 2020

Dans un écoulement cisaillé, on observe une inclinaison de la bulle dans la direction de l'écoulement. Le temps de croissance  $t_c$  et le rayon au détachement de la bulle sont donnés dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3 pour une croissance de bulle sur les trois surfaces utilisées. La force de trainée augmente avec la vitesse de fluide : plus la vitesse de fluide augmente, plus il est facile de détacher la bulle. Le temps de croissance diminue ainsi que son rayon. La figure 4.15 montre l'évolution du rayon de la bulle au détachement en fonction de la vitesse de fluide. Plus la vitesse de fluide est élevée, plus le rayon de la bulle diminue. Les évolutions de la position du centre de gravité  $x_G$  et  $y_G$ , du rayon au pied de bulle  $r_f$  et des angles de contact  $\alpha$  et  $\beta$  sont tracées figure 4.16 en fonction du temps adimensionné par le temps de croissance  $t_c$ . La figure 4.16 montre l'influence de la vitesse de fluide sur ces différents paramètres : la composante horizontale du centre de gravité augmente avec la vitesse alors que la composante verticale diminue. Plus la vitesse de fluide est élevée plus la bulle est inclinée et déformée par l'écoulement. Le rayon au pied de bulle s'allonge et varie de  $r_f = 0.2 \text{ mm}$  à 0.35 mm pour  $U_l = 0 \text{ m/s}$  à 0.208 m/s. Enfin, l'hystérésis d'angle de contact  $H_d$ augmente avec la vitesse de fluide : pour une surface horizontale sans écoulement, l'hystérésis H<sub>d</sub> <5°. Les angles d'avancée et de reculée augmentent et diminuent respectivement. H<sub>d</sub> atteint la valeur constante 50 ° pour de plus grandes vitesses.

Vitesse de fluide (m/s)	0	0.093	0.150	0.208
$t_c$ (s)	0.21	0.195	0.16	0.12
$R_{det} (mm)$	1.2	0.99	0.86	0.76

Tableau 4.1 – Rayon au détachement et temps de croissance pour différentes vitesses de fluide sur une plaque de Téflon

Vitesse de fluide (m/s)	0	0.093	0.150	0.200
$t_c$ (s)	0.24	0.20	0.18	0.14
$R_{det} (mm)$	1.00	0.92	0.78	0.65

Tableau 4.2 – Rayon au détachement et temps de croissance pour différentes vitesses de fluide sur une plaque de Verre traité

Vitesse de fluide (m/s)	0	0.093	0.150	0.208
$t_c$ (s)	0.32	0.26	0.23	0.18
$R_{det} (mm)$	0.93	0.85	0.69	0.6

Tableau 4.3 – Rayon au détachement et temps de croissance pour différentes vitesses de fluide sur une plaque de Verre



FIGURE 4.15 – Évolution du rayon au détachement en fonction de la vitesse de fluide



FIGURE 4.16 – Surface de Téflon horizontale dans un écoulement cisaillé : évolution des paramètres de la bulle : les composantes horizontales  $x_G$  (a) et verticale  $y_G$  (b) du centre de gravité, le rayon au pied de bulle  $r_f$  (c) et les angles de contact  $\alpha$  et  $\beta$  (d).

L'évolution des angles de contact au détachement et du rayon au pied de bulle au détachement adimensionné par le rayon de l'orifice est représentée figure 4.17 pour différentes vitesses de fluide. Dans un écoulement, la bulle n'est plus axisymétrique et s'incline dans la direction de l'écoulement.

L'angle d'avancée augmente et celui de reculée diminue quand la vitesse de fluide augmente. Puis, l'hystérésis d'angle de contact tend à se stabiliser pour des vitesses de fluide plus élevées. Pour de faibles vitesses de fluide (<0.1 m/s), l'hystérésis d'angle de contact et l'allongement du



FIGURE 4.17 – Évolution des angles de contact (gauche) et rayon au pied de bulle (droite) au détachement en fonction de la vitesse de fluide

rayon du pied de bulle restent faibles. Les forces hydrodynamiques ne sont pas importantes et n'allongent le pied de bulle que très légèrement (cf. figure 4.17). L'hystérésis d'angle de contact est aussi dépendante de l'état de surface. En effet, pour une vitesse de fluide de 0.2 m/s, l'hystérésis d'angle change en fonction du substrat (Téflon : 40°, Verre traité : 55°, Verre non traité : 50°). Pour une vitesse de fluide fixée, le détachement de la bulle se fait pour des angles d'avancée maximum  $\alpha_{max}$  et de reculée minimum  $\beta_{min}$ . Si l'angle de contact appartient à l'intervalle  $H_d = [\beta_{min} - \alpha_{max}]$ , la bulle reste attachée à la paroi. Lorsque l'on sort de cet intervalle, la ligne de contact avance ou recule, la bulle glisse et/ou se détache. Ainsi, plus l'hystérésis d'angle de contact est élevée et plus l'intervalle  $H_d$  est grand. Le graphe 4.17 montre qu'à vitesse élevée, il est plus facile de s'étaler sur du Téflon que sur du verre non traité ou du verre traité  $r_{f_T} > r_{f_V} > r_{f_{VT}}$  et  $H_{d_T} > H_{d_V} > H_{d_{VT}}$ .

#### 4.1.2.2 Substrat incliné

Dans la configuration horizontale dans un écoulement cisaillé, seuls les effets hydrodynamiques inclinent la bulle dans l'écoulement et modifient les angles de contact. Si on ajoute l'inclinaison de la paroi, la composante parallèle à la paroi de la force d'Archimède n'est plus nulle et agit sur l'inclinaison et le détachement de la bulle. L'hystérésis d'angle change : pour une surface inclinée de 9.5°, l'hystérésis sans écoulement est de 28° contre 56° pour Re=1400 (cf. figure 4.18 gauche). Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que le rayon au détachement diminue avec la vitesse de fluide. La figure 4.18 droite montre également que lorsque les effets hydrodynamiques et les effets de gravité sont combinés, le rayon au détachement de la bulle diminue davantage.



FIGURE 4.18 – Évolution des angles de contact pour une surface de Téflon inclinée de 9.5° dans un liquide au repos et en écoulement cisaillé pour Re = 1400 (gauche) et évolution du rayon au détachement en fonction de la vitesse de fluide et de l'angle d'inclinaison  $\theta$  (droite)

Il est donc important de déterminer le plus précisément possible la forme du pied de bulle et les angles de contact de bulle avec la paroi pour pouvoir modéliser au mieux la force capillaire.

Rappel : Une seule caméra a été utilisée pour l'étude hydrodynamique. Une vue 2.D. de la bulle est obtenue. Il est impossible d'installer une deuxième caméra dans la direction de l'écoulement sans le perturber. Il est également difficile de regarder la forme du pied de bulle en installant une caméra en dessous du substrat (de verre) car le capillaire a un diamètre extérieur de 0.5 mm et cache le pied de bulle.

Nous allons maintenant utiliser ces résultats expérimentaux pour écrire un bilan des forces agissant sur la bulle pendant sa croissance et jusqu'à son détachement.

# 4.2 Forme d'une bulle en croissance sur une paroi horizontale sans écoulement

Dans un premier temps, nous allons calculer à l'aide de l'équation de Laplace de la forme théorique d'une bulle en croissance quasi-statique sur une paroi horizontale sans écoulement.



FIGURE 4.19 – Bulle quasi-statique

Soit R(y) la position radiale de l'interface bulle/liquide,  $P_b$  et  $P_l$  les pressions dans la bulle et le liquide respectivement (figure 4.19). Sous hypothèse d'une croissance axisymétrique et quasistatique de la bulle, les répartitions de pression sont hydrostatiques et on a :

$$P_{b}(y) = P_{b}(h) + \rho_{b}g(h - y)$$
(4.1)

$$P_l(y) = P_l(h) + \rho_l g(h - y) \tag{4.2}$$

#### Équation de Laplace

L'interface de la bulle en croissance quasi-statique doit satisfaire l'équation de Laplace :

$$\Delta P = P_b(y) - P_l(y) = \frac{\gamma_l}{RR'} \left(\frac{R}{\sqrt{1+R'^2}}\right)' \tag{4.3}$$

où  $\gamma_l$  est la tension de surface et R'= $\frac{dR}{dy}$ . Au sommet de la bulle, on a :

$$P_b(h) - P_l(h) = \frac{2\gamma_l}{r_s} \tag{4.4}$$

#### 4.2. FORME D'UNE BULLE EN CROISSANCE SUR UNE PAROI HORIZONTALE SANS ÉCOULEMENT CHAPITRE 4. INJECTION DE BULLES D'AIR

avec r<sub>s</sub> le rayon de courbure au sommet. En notant  $\Delta \rho = \rho_l - \rho_g > 0$ , on peut réécrire l'équation de Laplace en injectant les équations 4.1, 4.2 et 4.4 dans 4.3, on obtient :

$$\frac{2\gamma_l}{r_s} + \Delta\rho g(y-h) = \frac{\gamma_l}{RR'} \left(\frac{R}{\sqrt{1+R'^2}}\right)' \quad \Leftrightarrow \quad \frac{2}{r_s} + \frac{y-h}{l_c^2} = \frac{1}{RR'} \left(\frac{R}{\sqrt{1+R'^2}}\right)' \tag{4.5}$$

où  $l_c = \sqrt{\frac{\gamma_l}{\Delta \rho g}}$ est la longueur capillaire.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\begin{cases} R(h) = 0 \quad \text{et} \qquad R'(h) = -\infty \\ R(0) = r_f \quad \text{et} \qquad R'(0) = \cot(\alpha) \end{cases}$$

$$\tag{4.6}$$

Nous allons déterminer la relation entre le volume  $v_b$ , la hauteur h, le rayon de courbure au sommet  $r_s$ , le rayon au pied de bulle  $r_f$  et l'angle de contact  $\alpha$ . Pour cela, on intègre l'équation 4.5 entre y=0 et y=h. On obtient :

$$-\frac{r_f^2}{r_s} + \frac{1}{l_c^2} \left( \left[ \frac{y-h}{2} R^2 \right]_0^h - \int_0^h \frac{R^2}{2} dy \right) = -\frac{r_f}{\sqrt{1+\cot^2(\alpha)}}$$
(4.7)

Sachant que le volume de la bulle  $v_b$  s'écrit :

$$v_b = \pi \int_0^h R^2 dy \tag{4.8}$$

On obtient l'équation suivante :

$$\frac{v_b}{2\pi l_c^2} = r_f \sin(\alpha) + r_f^2 \left(\frac{h}{2l_c^2} - \frac{1}{r_s}\right)$$
(4.9)

On réalise l'adimensionnement suivant :

$$v^{+} = \frac{v_{b}}{r_{s}^{3}}, Bo = \frac{r_{s}^{2}}{l_{c}^{2}}, h^{+} = \frac{h}{r_{s}}, r_{f}^{+} = \frac{r_{f}}{r_{s}}$$
(4.10)

La relation intégrale adimensionnée est :

$$\frac{v^{+}}{2\pi}Bo = r_{f}^{+}\sin(\alpha) + r_{f}^{+^{2}}\left(\frac{Boh^{+}}{2} - 1\right)$$
(4.11)

#### 4.2.1 Solutions réelles de l'équation de Laplace

Cette équation admet des solutions réelles pour le rayon au pied de bulle si le discriminant  $\Delta \ge 0$  :

$$\sin^{2}(\alpha) + 4\left(\frac{Boh^{+}}{2} - 1\right)\frac{v^{+}Bo}{\pi} \ge 0 \Leftrightarrow \sin^{2}(\alpha) - 2Bo\frac{v^{+}}{\pi} + Bo^{2}\frac{v^{+}h^{+}}{\pi} \ge 0$$
(4.12)

On en déduit que l'on a des solutions réelles :

$$\begin{cases} \text{pour} \quad h < \frac{v^+}{\pi \sin^2(\alpha)} \quad \text{et} \quad \begin{cases} Bo \le \frac{1}{h^+} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{\pi \sin^2(\alpha)h^+}{v^+}} \right) \\ Bo \ge \frac{1}{h^+} \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{\pi \sin^2(\alpha)h^+}{v^+}} \right) \end{cases} \quad (4.13)$$

$$\text{pour} \quad h \ge \frac{v^+}{\pi \sin^2(\alpha)}$$

On obtient alors les solutions suivantes :

$$r_{f\pm}^{+} = \frac{\sin(\alpha)}{2 - Boh^{+}} \pm \frac{\sqrt{\sin^{2}(\alpha) - 2Bo\frac{v^{+}}{\pi} + Bo^{2}\frac{v^{+}h^{+}}{\pi}}}{2 - Boh^{+}}$$
(4.14)

Pour un angle de contact de 90° entre la bulle et la paroi au détachement et un volume de bulle sphérique,  $r_{f_{-}}$  correspond à la solution de Chesters (1977) :

$$r_f^+ = \frac{2}{3}Bo\tag{4.15}$$

#### 4.2.2 Transition entre les deux solutions

La transition entre les deux solutions se fait pour  $\Delta = 0$  i.e. :

$$\sin^{2}(\alpha) - 2Bo\frac{v^{+}}{\pi} + Bo^{2}\frac{v^{+}h^{+}}{\pi} = 0 \Leftrightarrow 2 - Boh^{+} = \frac{\pi\sin^{2}(\alpha)}{Bov^{+}}$$
(4.16)

La solution unique associée vaut :

$$r_f^+ = \frac{\sin(\alpha)}{2 - Boh^+} = Bo \frac{v^+}{\pi \sin(\alpha)} \tag{4.17}$$

Le rayon au pied de bulle dimensionnelle s'écrit :

$$r_f = \frac{v_b}{\pi l_c^2 \sin(\alpha)} \tag{4.18}$$

#### 4.2.3 Cas sans gravité Bo=0

Si la gravité est nulle (Bo=0), l'équation 4.11 devient :

$$0 = r_f^+ \sin(\alpha) - r_f^{+^2} \Leftrightarrow r_f^+ = \sin(\alpha) \quad \text{ou} \quad r_f^+ = 0$$
(4.19)

Le cas  $r_f^+=0$  correspond à la solution  $r_{f_-}^+$ . Cette solution ne correspond pas à notre étude : il s'agit d'une bulle sphérique tangente à la surface (sans pied de bulle). Dans notre étude, la bulle admet un rayon au pied de bulle positif et non nul pendant sa croissance. Le cas  $r_f^+=\sin(\alpha)$ correspond à une sphère tronquée sur une paroi (solution  $r_{f_+}^+$ ).

#### 4.2.4 Sélection des solutions au détachement

Le rayon au pied de bulle de transition entre les deux solutions calculées dans la section 4.2.2 permet de déterminer laquelle de ces deux solutions  $r_{f_-}^+$  et  $r_{f_+}^+$  est prédominante pendant la crois-sance de la bulle. L'équation 4.18 permet de calculer le volume de transition pendant la croissance. L'évolution des volumes expérimentaux et de transitions et de l'angle de contact sur une surface horizontale de verre traité en fonction du nombre de Bond est tracée sur la figure 4.20. L'intersection de ces deux volumes nous donne le point du passage d'une solution à une autre (cf.figure 4.20 gauche). Cette intersection correspond à la valeur minimale de l'angle de contact (cf.figure 4.20 droite). L'évolution des deux solutions  $r_{f_-}^+$  et  $r_{f_+}^+$  pendant la croissance de la bulle en fonction du nombre de Bond est tracée sur la figure 4.21. En début de croissance, la bulle est d'une forme hémisphérique et le rayon au pied de bulle est non nul. La bulle suit alors l'évolution de  $r_{f_{+}}^{+}$  (l'évolution de  $r_f^+$  est erronée dans notre cas). Nous observons une diminution de l'angle de contact jusqu'à sa valeur minimale. Ensuite, l'angle de contact augmente, la bulle suit l'évolution de  $r_f^+$  (en noir sur la figure 4.21). Au détachement, le rayon au pied de bulle est donc  $r_{fdet_{-}}^+$ . Nous observons la même évolution pour un substrat de Téflon. En revanche pour la surface de verre, la deuxième partie de la croissance de la bulle est difficile à déterminer. La bulle ne s'étale que très légèrement. Au détachement, l'angle de contact obtenu est faible  $(40^{\circ})$  et semble être proche de l'angle minimal. Elle suit donc la solution  $r_{fdet}^+$ . Il est possible que la ligne triple soit attachée à la cavité. Dans ce cas, un simple défaut de fabrication dans le perçage du verre peut influencer cet angle.



FIGURE 4.20 – Évolution des volumes expérimentaux et de transition (gauche) et de l'angle de contact (droite) sur une surface horizontale de verre traité en fonction du nombre de Bond

#### 4.2. FORME D'UNE BULLE EN CROISSANCE SUR UNE PAROI HORIZONTALE SANS CHAPITRE 4 ÉCOULEMENT



FIGURE 4.21 – Évolution des deux solutions  $r_{f_-}^+$  et  $r_{f_+}^+$  pendant la croissance de la bulle en fonction du nombre de Bond sur une surface de verre traitée (gauche) et sur une surface de Téflon (droite)

# 4.2.5 Modèle de détachement : Calcul des rayons au pied de bulle au détachement

L'objectif est de calculer le rayon de pied de bulle au détachement à l'aide de l'équation 4.11 et des solutions déterminées précédemment. Les expressions du volume et de la hauteur de la bulle ne sont pas connues analytiquement dans notre cas. Nous allons comparer sur une surface horizontale de Téflon, Verre traité et Verre, la hauteur et les volumes expérimentaux mesurés à ceux calculés à partir des formules de sphère tronquée suivantes (figure 4.22) :

$$h_{ST} = r_s(1 + \cos(\alpha)) \tag{4.20}$$

$$r_{f_{ST}} = r_s \sin(\alpha) \tag{4.21}$$

$$v_{ST} = \frac{\pi r_s^3}{3} (2 + 3\cos(\alpha) - \cos^3(\alpha))$$
(4.22)

Au début de la croissance, la bulle a une forme de sphère tronquée sur les plaques de verre et de verre traité. La hauteur expérimentale suit la hauteur de la sphère tronquée. Ensuite, la bulle perd sa forme sphérique et sa hauteur devient supérieure à celle de la sphère tronquée (noté ST en indice sur les figures 4.22). La hauteur mesurée sur une surface de Téflon est éloignée de la hauteur de la sphère tronquée. Une correction sur la hauteur proche du détachement doit être apportée sur les trois substrats (cf. Tableau 4.4 pour les corrections en fonction du nombre de Bond Bo). Comparons maintenant les volumes expérimentaux et les volumes de sphère tronquée. Ces deux volumes sont similaires pour les deux plaques de verre (figures 4.22 c et 4.22 d). En revanche, pour la surface de Téflon, le volume s'écarte très rapidement du volume de la sphère tronquée. Nous avons également


FIGURE 4.22 – Comparaison des hauteurs et volumes expérimentaux mesurés et de sphère tronquée calculés (noté ST en indice)

apporté une correction du volume proche du détachement dans ce cas :

$$\frac{h - h_{ST}}{h_{ST}} = A \quad \text{et} \quad \frac{v_b - v_{ST}}{v_{ST}} = B \tag{4.23}$$

où  $h_{ST}$  et  $v_{ST}$  sont respectivement la hauteur et le volume calculés pour une sphère tronquée.

Dans les expériences, différents nombres de Bond ont été estimés pour les trois substrats, le premier basé sur le rayon au détachement de la bulle  $R_{det}$  et le deuxième basé sur le rayon au sommet  $r_s$  au détachement.

## 4.2. FORME D'UNE BULLE EN CROISSANCE SUR UNE PAROI HORIZONTALE SANS CHAPITRE 4 ÉCOULEMENT

Substrat	A (Correction sur la hauteur)	B (Correction sur le volume)
Téflon (T)	$33Bo^2 - 5.6Bo + 0.42$	$38Bo^{2}-11Bo+0.86$
Verre traité (VT)	$24Bo^2 - 2.5Bo + 0.13$	0
Verre(V)	$16Bo^2 - 0.95Bo + 0.075$	0

Tableau 4.4 – Corrections apportées à la hauteur et au volume pour les trois substrats

Substrat	$R_{det} (mm)$	$Bo(R_{det})$	r <sub>s</sub>	$\mathrm{Bo}_{exp}(\mathbf{r}_s)$	$\alpha_{det}$ (°)	$\mathbf{r}_{f_{exp}}$ (mm)	$\mathbf{r}_{f_{det}} \ (\mathrm{mm})$
Téflon (T)	1.19	0.20	1.09	0.19	62	0.14	$r_{f_{-det}} = 0.13$
Verre traité (VT)	0.99	0.15	0.98	0.14	77	0.080	$r_{f_{-det}} = 0.071$
Verre(V)	0.93	0.12	0.89	0.11	40	0.090	$r_{f_{+dat}} = 0.068$

Tableau 4.5 – Nombre de Bond et rayon au pied de bulle au détachement pour les trois substrats

Le Bond expérimental  $\operatorname{Bo}_{exp}(\mathbf{r}_s)$  correspond à la dernière image de bulle juste avant le décrochage de la bulle. Pendant sa croissance, la bulle est stable et respecte l'équation de Laplace. Le discriminant étant positif, la résolution de l'équation de Laplace pour les nombres de Bond expérimentaux nous fournit deux solutions possibles  $\mathbf{r}_{f_-}$  et  $\mathbf{r}_{f_+}$ . Les corrections sur la hauteur et le volume répertoriées dans le Tableau 4.4 ont permis le calcul du rayon au pied de bulle au détachement. Nous avons déterminé qu'au détachement, le rayon au pied de bulle est égal à la solution  $\mathbf{r}_{f_-}$  pour le Téflon et le Verre traité et  $\mathbf{r}_{f_+}$  pour le Verre. Les valeurs expérimentales du rayon au pied de bulle au détachement et de cette solution sont répertoriées dans le Tableau 4.5. La solution  $\mathbf{r}_{f_{det}} = \mathbf{r}_{f_{-det}}$  est proche de la valeur expérimentale à 7 % près pour le Téflon, 12 % près pour le Verre traité. La solution  $\mathbf{r}_{f_{det}} = \mathbf{r}_{f_{+det}}$  est proche de la valeur expérimentale à 23 % pour le Verre. L'angle de contact au détachement étant incertain, il est normal d'avoir une grande différence de rayon au pied de bulle pour le verre.

Le contour de la bulle extrait du traitement d'image est superposé au contour théorique de Laplace. Le profil théorique est obtenu en imposant la hauteur et l'angle de contact. Les expériences sont en bon accord avec la théorie (cf. figure 4.23) correspondant à la valeur du rayon au pied de bulle  $r_f = r_{f_-}$ .

Pour un nombre de Bond et un angle de détachement donnés, il est possible de calculer le rayon au pied de bulle sur une surface horizontale et ainsi de déduire le rayon au détachement de la bulle grâce à l'équation 4.11. Ce modèle n'est pas complètement prédictif car il nécessite la connaissance du rayon au sommet  $r_s$  (Bo( $r_s$ )). Pour être complètement prédictif, il reste à déterminer une relation entre le rayon au pied de bulle  $r_f$  et l'angle de contact  $\alpha$ .



FIGURE 4.23 – Superposition des contours de la bulle expérimentaux et théoriques. V : Verre ; VT : Verre traité ; T : Téflon

## 4.2.6 Volume au détachement de la bulle

Les volumes au détachement présentés dans le tableau 4.6 sont calculés à partir des formules théoriques de Chesters (1978) et Tate (1864) (Rappelés ci-dessous). La formule modifiée de Fritz (1935) proposé par Chesters calcule un volume de détachement  $V_{Mode_B}$  dépendant de l'angle de contact avec l'équation 1.14. Or les angles de contact calculés ( $\alpha_{det_T} = 48^\circ$ ,  $\alpha_{det_{VT}} = 41^\circ$  et  $\alpha_{det_V} = 38^\circ$ ) sont sous-estimés par rapport aux valeurs expérimentales trouvées ( $\alpha_{det_T} = 63^\circ$ ,  $\alpha_{det_{VT}} = 77^\circ$  et  $\alpha_{det_V} = 40^\circ$ ). La formule de Chesters (1978) induits des erreurs de 21%(V) 29%(VT) et 43% (T). Différents volumes de Tate (1864) ont été calculés. La formule de Tate (1864) classique est basée sur le rayon de la cavité  $r_c$ . Mais elle ne tient compte ni de l'angle de contact au détachement ni de l'étalement de la bulle, ce qui induit des erreurs non négligeables.  $V_{Tate(r_c)sin(\alpha)}$  prend en compte l'angle de contact mais ne permet pas de s'approcher de la théorie. Nous avons donc calculé un volume de Tate basé sur le rayon au pied de bulle  $V_{Tate(r_f)}$  et un dernier basé sur le rayon au pied de bulle  $V_{Tate(r_f)}$  et un dernier basé sur le rayon au pied de bulle  $V_{Tate(r_f)}$  et modernier l'erreur sur le volume à 2%(T) 3%(VT) et 5%(V).

Substrat	$V_{Mode_B}$	$V_{Tate(r_c)}$	$V_{Tate(r_c)sin(\alpha)}$	$V_{Tate(r_f)}$	$V_{Tate(r_f)sin(\alpha)}$	$V_{exp}$
Téflon (T)	9.80	4.23	3.77	8.25	7.35	$7.05 \pm 0.42$
Verre traité (VT)	6.28	4.05	3.67	5.92	5.37	$4.89 \pm 0.29$
Verre (V)	4.05	4.05	2.6	4.44	2.85	$3.34 \pm 0.20$

Tableau 4.6 – Volume au détachement en mm <sup>3</sup>	, les formules	de ces	différents	volumes sont	t rappelées
ci-dessous					

$$V_{Tate}(r_c) = \frac{2\pi\gamma_l r_c}{g(\rho_l - \rho_g)} \qquad V_{Tate}(r_c)\sin(\alpha) = \frac{2\pi\gamma_l r_c}{g(\rho_l - \rho_g)}\sin(\alpha)$$
$$V_{Tate}(r_f) = \frac{2\pi\gamma_l r_f}{g(\rho_l - \rho_g)} \qquad V_{Tate}(r_f)\sin(\alpha) = \frac{2\pi\gamma_l r_f}{g(\rho_l - \rho_g)}\sin(\alpha)$$
$$\frac{V_{Chester}^{1/3}}{l_c} = 0.0172\phi_0 \quad (\phi_0 \text{ en degré})$$

où l $_c$  est la longueur capillaire. Nous allons maintenant présenter l'approche classique basée sur le bilan des forces appliqué sur une bulle.

# 4.3 Bilan des forces agissant sur une bulle dans un liquide au repos

Les différents paramètres géométriques extraits du traitement d'images, nous permettent de calculer les différentes forces statiques et hydrodynamiques agissant sur une bulle attachée à la paroi.

Pour une bulle en croissance en régime quasi-statique sur une paroi dans un liquide au repos, les forces agissant sur celle-ci sont (ces forces détaillées dans la section 1.6) :

- $F_B$  : Force de pesanteur
- $F_C$  : Force capillaire
- $F_{CP}$  : Force de pression de contact

Le bilan des forces suivant les deux axes s'écrit :

$$F_{Bx} + F_{Cx} = 0 (4.24)$$

$$F_{By} + F_{Cy} + F_{CP} = 0 (4.25)$$

## 4.3.1 Surface horizontale

Considérons une croissance de bulle quasi-statique, une forme de bulle axisymétrique et un pied de bulle circulaire. Pour une surface horizontale, le bilan s'écrit seulement perpendiculairement à la paroi  $F_{Cx} = F_{Bx}=0$ . En utilisant les équations 1.48, 1.49 et 1.51, l'équation 4.25 devient :

$$(\rho_l - \rho_g)v_bg + \frac{2S\gamma_l}{r_s} - S\rho_lgh - 2\pi r_f\gamma_l\sin(\alpha) = 0$$
(4.26)

où S=  $\pi r_f^2$ 

En adimensionnant l'équation 4.26, on retrouve l'équation de Laplace adimensionnée 4.11.

Lors de la croissance de la bulle, la force d'Archimède  $F_B$  et la force de pression de contact  $F_{CP}$  tendent à compenser la force capillaire  $F_C$ . La force d'Archimède et la force de pression de contact agissent en faveur du détachement alors que la force capillaire garde la bulle accrochée à la paroi. Les angles de contact à l'avancée et à la reculée sont identiques (bulle axisymétrique). Le bilan des forces sera considéré comme satisfait si la somme totale des forces est inférieure à 10% de la force capillaire (cf. les barres d'erreurs sur la figure 4.24). Le bilan des forces est vérifié dans cette configuration sur les trois substrats (figure 4.24 a : Verre, figure 4.24 b : Verre traité, figure 4.24 c : Téflon). Au détachement, la force de pression de contact est très petite et la force d'Archimède compense la force capillaire.

Nous avons vérifié nos données en isolant l'angle de contact  $\alpha$  dans l'équation 4.26 et en le comparant aux angles expérimentaux obtenus (figure 4.25). Une autre vérification a été faîte avec le logiciel ImageJ (logiciel de calcul d'angle de contact) pour quelques images pour s'assurer de la fiabilité de nos résultats. A la vue des courbes des figures 4.25, l'étude dans la configuration horizontale sans écoulement permet bien de valider notre protocole expérimental et le traitement de nos données.



FIGURE 4.24 – Bilan des forces sur une bulle en croissance sur une surface horizontale dans un liquide au repos : Verre (a), Verre traité (b), Téflon (c)



FIGURE 4.25 – Comparaison des angles de contact expérimental extrait du bilan des forces et les angles de contact calculés avec Matlab et ImageJ sur une surface de Verre (gauche) et de Téflon (droite) horizontale

## 4.3.1.1 Modèle de détachement basé sur le volume de Tate

Juste avant le détachement de la bulle, la force de pression de contact devient de plus en plus petite. Dans la section 4.2.6, nous avons montré que le volume au détachement de Tate basé sur le rayon au pied de bulle et l'angle de contact est proche du volume expérimental. En isolant le rayon au pied de bulle  $r_0$  dans l'équation 1.20 multipliée par  $sin(\alpha)$ , on obtient :

$$r_0 = \frac{2}{3} \frac{l_c B o^{3/2}}{\sin(\alpha)} \tag{4.27}$$

Pour un angle de contact au détachement donné, l'équation 4.27 nous donne le rayon au détachement de la bulle en fonction du nombre de Bond (cf. Tableau 4.7). On obtient le rayon au pied de bulle au détachement expérimentale à 5-10% près.

Substrat	$Bo_{exp}$	$r_{0_{exp}} (mm)$	$r_{0_{calculé}}(mm)$
Téflon $(T)$	0.19	0.14	0.15
Verre traité (VT)	0.14	0.080	0.089
Verre $(V)$	0.11	0.090	0.094

Tableau 4.7 – Rayon au pied de bulle au détachement

Nous allons maintenant présenter les différents résultats obtenus pour plusieurs incidences du banc sans écoulement. Dans ces conditions, l'équation de Laplace ne peut plus être intégrée facilement. Nous adopterons une approche basée sur l'écriture d'un bilan des forces dans lequel nous serons amené à modéliser certaines forces inconnues.

## 4.3.2 Surface inclinée

Nous avons effectué des acquisitions pour des incidences comprises entre 0° et 50°. Les bilans des forces sont présentés pour des inclinaisons de 9.5-10.7° et 28.4-30°, pour les autres inclinaisons se référer à l'Annexe B. Contrairement au cas précédent, l'inclinaison de la surface implique une variation des angles en amont et aval et un basculement de la bulle dans la direction de la gravité ce qui rend le calcul du volume et de la force capillaire plus difficiles. Le bilan des forces se fait alors les deux directions (parallèle ( $\vec{x}$ ) et perpendiculaire ( $\vec{y}$ ) à la paroi).

## 4.3.2.1 Faible inclinaison de surface ( $\theta < \theta_{cr} = 15^{\circ}$ )

Klausner *et al.* (1993) proposent une expression de la force capillaire (Équations 1.57 et 1.58) dans les deux directions pour un pied de bulle circulaire et une évolution linéaire de l'angle de contact entre l'angle d'avancée  $\alpha$  et l'angle de reculée  $\beta$ .

Le bilan des forces suivant la direction parallèle à la paroi s'écrit :

$$(\rho_l - \rho_g)v_bg\sin(\theta) - 1.25 * 2r_f\gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2}(\sin(\beta) + \sin(\alpha)) = 0$$

$$(4.28)$$

Dans la direction perpendiculaire à la paroi l'équilibre s'écrit :

$$(\rho_l - \rho_g)v_bg\cos(\theta) + \frac{2S\gamma_l}{r_s} - S\rho_lgh - 2r_f\gamma_l\frac{\pi}{(\alpha - \beta)}(\cos(\beta) - \cos(\alpha)) = 0$$
(4.29)

La figure 4.26 montre le bilan des forces pour une surface de verre incliné de 10.7°, de Verre traité incliné de 10.1° et de Téflon incliné de 9.5°. Dans la direction parallèle à la paroi, la force d'Archimède agit pour le détachement de la bulle contre la force capillaire. Nous pouvons considérer que le bilan est équilibré même si de fortes fluctuations sont présentes. En effet, le bilan des forces suivant  $\vec{x}$  est d'un ordre de grandeur inférieur au bilan des forces suivant  $\vec{y}$ . Dans la direction perpendiculaire à la paroi, la force d'Archimède et la force de pression de contact agissent pour le détachement de la bulle alors que la force capillaire garde la bulle accrochée à la paroi (mêmes forces que dans la configuration horizontale). Le bilan des forces est bouclé pour les trois substrats pour des inclinaisons de surface  $\theta < 15^{\circ}$ .



FIGURE 4.26 – Bilan des forces sur une bulle en croissance sur une surface inclinée : Verre (a) parallèle et (b) perpendiculaire à la paroi; Verre traité (c) parallèle et (d) perpendiculaire à la paroi; Téflon (e) parallèle et (f) perpendiculaire à la paroi.

## 4.3.2.2 Forte inclinaison de surface ( $\theta > \theta_{cr} = 15^{\circ}$ )

Pour des plus grandes inclinaisons de surface ( $\theta > 15^{\circ}$ ), la forme du pied de bulle évolue durant la croissance et s'allonge jusqu'au détachement (où  $r_f$  tend vers zéro). Le bilan de forces perpendiculairement à la paroi n'est plus vérifié pour des incidences supérieures à 15° (exemple pour une incidence de 28.4° sur la figure 4.29b). Par l'intermédiaire des deux caméras, nous avons montré que l'allongement de la bulle se fait seulement dans la direction parallèle ( $\vec{x}$ ) à la paroi (cf.figure 4.27). Cet allongement modifie la force de tension de surface et la force de pression de contact et ainsi le bilan des forces utilisé précédemment. La forme du pied de bulle semble être similaire à celle étudiée par Furmidge (1962) et Dussan V. *et al.* (1983). Dussan V. *et al.* (1983) montrent les différentes formes de pied de bulle pour une goutte ou une bulle accrochée sur un plan incliné.



FIGURE 4.27 – Évolution du rayon au pied de bulle  $r_f$  adimensionné par le rayon du pied de bulle  $r_0$  à  $\theta = 0^\circ$  en fonction de sin  $\theta$ 



FIGURE 4.28 – Allongement du pied de bulle : Forme et conditions aux limites de Dussan et al  $(r=r_0)$ 

Lorsque l'inclinaison de la surface augmente, le rayon au pied de bulle perd sa forme circulaire. Un allongement est observé dans la direction de la gravité (figure 4.27). Dussan V. *et al.* (1983) suppose une évolution constante des angles de contact  $\alpha$  et  $\beta$  sur la partie semi-circulaire de rayon r et une évolution linéaire entre  $\alpha$  et  $\beta$  sur le segment de droite  $\Delta L$ . Une expression de la force capillaire a été calculée en utilisant ces conditions aux limites pour r=r<sub>0</sub>:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{Cx}} = \gamma_l(\cos(\beta) - \cos(\alpha)) \left[ 16 \frac{r_0^4}{(\Delta_L^2 + 4r_0^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\Delta_L}{2} \int_{-\phi_a}^{\phi_a} \cos(2\phi) \sqrt{1 - \frac{\sin(\phi)^2}{\tan(\phi_a)^2}} \, \mathrm{d}\phi \right]$$
(4.30)

$$\mathbf{F}_{\mathbf{Cy}} = \gamma_l(\sin(\alpha) + \sin(\beta)) \int_{-\phi_a}^{\phi_a} \left( \frac{\Delta_L}{2} \cos(\phi) + r_0 \sqrt{1 - \frac{\sin(\phi)^2}{\tan(\phi_a)^2}} \right) \mathrm{d}\phi$$
$$-2\gamma_l \int_{\phi_a}^{\phi_r} \frac{r_0}{\sin(\phi)} \sin(\gamma(\phi)) \mathrm{d}\phi \tag{4.31}$$

Le détail de ce calcul est répertorié dans l'Annexe A.

L'évolution du rayon au pied de bulle  $r_f$  adimentionné par le rayon au pied de bulle  $r_0$  à  $\theta = 0^{\circ}$ d'inclinaison de la surface est tracée pour les trois substrats. Lorsque l'incidence de la surface est faible ( $\theta < 15^{\circ}$ ), l'allongement du pied de bulle n'est pas suffisamment important, le pied de bulle reste quasi-circulaire et proche de  $r_0$ . L'expression de la force capillaire proposée par Klausner *et al.* (1993) permet de satisfaire le bilan des forces. Lorsque ( $\theta > 15^{\circ}$ ), la bulle s'allonge et prend la forme proposée par Dussan V. *et al.* (1983) et Furmidge (1962) de la figure 4.28. Le rayon au pied de bulle est modifié seulement dans la direction de l'inclinaison (filmé par la caméra 1). L'allongement  $\Delta L$  est égal à la différence des rayons au pied de bulle sur les deux vues. Une expression du rayon au pied de bulle  $r_f$  a été déterminé en fonction de  $r_0$  (constant quelle que soit l'inclinaison de la surface sur la caméra 2) à partir des données expérimentales :

$$r_f = r_0 \left[ 1 + AHe(\theta - \theta_{cr})(\sin(\theta) - \sin(\theta_{cr})) \right]$$
(4.32)

où A = 4.69 et He est la fonction d'Heaviside :

$$He = \begin{cases} 0 & \text{si} \quad \theta < \theta_{cr} \\ 1 & \theta > \theta_{cr} \end{cases}$$
(4.33)

L'expression de l'élongation du rayon au pied de bulle  $\Delta L$  devient :

$$\Delta L = r_f - r_0 = r_0 \left[ AHe(\theta - \theta_{cr})(\sin(\theta) - \sin(\theta_{cr})) \right]$$
(4.34)

L'allongement de la bulle est gouverné par la gravité.

Les forces capillaires calculées avec les conditions aux limites et la forme de pied de bulle de Dussan V. *et al.* (1983) sont utilisées pour calculer le bilan des forces (figure 4.29 c et 4.29 d). En revanche, il n'est vérifié que dans la direction parallèle à la paroi (figure 4.29 d). Dans la direction perpendiculaire à la paroi, l'expression calculée à partir des hypothèses de Dussan V. *et al.* (1983) semble être sous-estimée et le bilan n'est pas vérifié.



FIGURE 4.29 – Bilan des forces dans les deux directions sur une surface de Téflon inclinée de  $28.4^{\circ}$ ; (a) Bilan des forces suivant x et (b) Bilan des forces suivant y avec les expressions de Klausner (Équations 1.57 et 1.58) pour la force capillaire; (c) Bilan des forces suivant x et (d) Bilan des forces suivant y avec la forme du pied de bulle de Dussan et ses conditions aux limites (Équations 4.30 et 4.31).

Dans la section 4.1.1.2, nous avons constaté que l'angle  $\beta_s$  extrait du traitement d'image sur la caméra 2 est égal à  $\frac{\alpha+\beta}{2}$ . Nous avons donc décidé de garder la forme du pied de bulle de Dussan V. *et al.* (1983) et d'utiliser une condition aux limites de Klausner *et al.* (1993) pour modéliser la force capillaire. Les conditions aux limites sur la ligne triple sont les suivantes : - une évolution linéaire de l'angle de contact entre l'angle d'avancée  $\alpha$  et  $\frac{\alpha+\beta}{2}$  - une évolution linéaire de l'angle de contact entre  $\frac{\alpha+\beta}{2}$  et l'angle de reculée  $\beta$ - une valeur constante de l'angle de contact sur le segment de droite  $\Delta L$  et égal à  $\frac{\alpha+\beta}{2}$ 

Ces conditions aux limites sont représentées sur la figure 4.30.



FIGURE 4.30 – Conditions aux limites sur la ligne triple

L'étalement de la bulle se faisant dans une seule direction, la composante de la force capillaire  $F_{Cx}$  reste inchangée. La composante verticale devient :

$$F_{Cy} = -2r_0\gamma_l \frac{\pi}{(\alpha - \beta)} (\cos(\beta) - \cos(\alpha)) - 2\Delta L\gamma_l \sin(\frac{\alpha + \beta}{2})$$
(4.35)

Le bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi reste inchangé et s'écrit :

$$(\rho_l - \rho_g)v_bg\sin(\theta) - 1.25 * 2r_f\gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2}(\sin(\beta) + \sin(\alpha)) = 0$$

$$(4.36)$$

Dans la direction perpendiculaire à la paroi, le bilan devient :

$$(\rho_l - \rho_g)v_b g\cos(\theta) + \frac{2S\gamma_l}{r_s} - S\rho_l gh - 2r_0\gamma_l \frac{\pi}{(\alpha - \beta)}(\cos(\beta) - \cos(\alpha))$$

$$-2\gamma_l \Delta L\sin(\frac{\alpha + \beta}{2}) = 0$$

$$(4.37)$$

où  $\mathbf{r}_f$  est mesuré sur la Caméra 1 et  $\Delta \mathbf{L} = \mathbf{r}_f - \mathbf{r}_0$ .

Le dispositif expérimental montre que l'allongement de la bulle s'effectue seulement dans la direction de l'inclinaison. Le rayon du pied de bulle sur la deuxième vue (caméra 2) est constant quelle que soit l'incidence de la surface. Ces observations nous permettent de calculer la force capillaire et la force de pression de contact pour des inclinaisons de surfaces supérieures à 15°. Pour la force de pression de contact, seulement la surface S du pied de bulle change ( $S=\pi r^2+2r\Delta L$ ). En utilisant les équations 4.36 et 4.38, le bilan des forces est vérifié dans les deux directions (cf. figure 4.31). Cette étude sur la force capillaire nous montre l'importance des conditions aux limites sur la ligne triple.

Comme précédemment, nous pouvons vérifier nos données en résolvant le système d'équations 4.28 et 4.29 à deux inconnues ( $\alpha$  l'angle d'avancée et  $\beta$  l'angle de reculée de la bulle). Nous les



FIGURE 4.31 – Bilan des forces dans les deux directions (Équation 4.36 et équation 4.38)

avons également comparés avec nos résultats expérimentaux (figure 4.32). Nous pouvons confirmer notre étude. Les méthodes se superposent à l'erreur expérimentale près ( $\pm 4^{\circ}$ )



FIGURE 4.32 – Comparaison des angles de contact expérimentaux extrait du bilan des forces et les angles de contact expérimentaux sur une surface de Téflon inclinée de  $9.5^{\circ}$  (gauche) et de Verre traité inclinée de  $28.4^{\circ}$  (droite)

Pour des inclinaisons  $\theta \ge 45^{\circ}$ , la bulle commence à glisser sur la paroi. La courbure proche du pied de bulle s'inverse, l'angle de contact devient supérieur à 90° (cf. figure 4.33). Le bilan des forces est satisfait dans les deux directions jusqu'au glissement et présenté dans l'annexe B.2.



FIGURE 4.33 – Évolution des angles de contact (gauche); Glissement de la bulle (droite) sur une plaque de Téflon

#### 4.3.2.3 Modèle de détachement sur une surface inclinée dans un liquide au repos

Nous avons déterminé une expression de l'allongement  $\Delta L$  en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$  et du rayon au pied de bulle r<sub>0</sub> (rayon au pied de bulle de la configuration horizontale) rappelée ci-dessous :

$$\Delta L = r_0 \left[ AHe(\theta - \theta_{cr})(\sin(\theta) - \sin(\theta_{cr})) \right]$$
(4.38)

Connaissant  $r_0$  le rayon au pied de bulle au détachement dans la configuration horizontale, nous pouvons calculer le rayon de détachement  $R_{det}$  en fonction de  $\theta$ . Pour un angle d'incidence  $\theta$  fixé, on en déduit l'allongement de la bulle grâce à l'équation 4.38. Pour pouvoir prédire le rayon de détachement de la bulle, il suffit de fixer un des angles de contact de la bulle pour l'inclinaison  $\theta$ .

Ce modèle n'est pas complètement prédictif car il nécessite la connaissance du rayon au sommet  $\mathbf{r}_s$  (Bo( $\mathbf{r}_s$ )), de l'angle de contact au détachement à  $\theta = 0^\circ$  et l'un des angles de contact au détachement  $\alpha_{det}$  ou  $\beta_{det}$  pour une inclinaison  $\theta$ .

Supposons que la bulle a une forme sphérique au détachement. Nous avons tracé l'évolution des angles de contact au détachement en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  sur les trois substrats. Quel que soit le substrat, l'angle d'avancée  $\alpha_{det}$  augmente rapidement et atteint une valeur constante égale à 80° pour  $\theta > 10$ °. L'angle de reculée  $\beta_{det}$  diminue (cf. figure 4.34). La mouillabilité de surface n'influence pas les angles de contact au détachement.



FIGURE 4.34 – Évolution des angles de contact au détachement sur les trois substrats

Si l'on suppose r<sub>0</sub> connu et que  $\alpha_{det} \simeq 80$ °, les équations 4.36 et 4.38 où  $\Delta L$  est donné par l'équation 4.38 sont réécrites ci-dessous :

$$(\rho_l - \rho_g) v_b g \sin(\theta) - 1.25 * 2r_0 \gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin(\beta) + \sin(\alpha)) = 0$$
(4.39)

$$(\rho_l - \rho_g)v_b g\cos(\theta) + \frac{2S\gamma_l}{r_s} - S\rho_l gh - 2r_0\gamma_l \frac{\pi}{(\alpha - \beta)}(\cos(\beta) - \cos(\alpha)) -2\gamma_l r_0 \left[AHe(\theta - \theta_{cr})(\sin(\theta) - \sin(\theta_{cr}))\right]\sin(\frac{\alpha + \beta}{2}) = 0$$
(4.40)

Au détachement, la bulle est assimilée à une sphère de volume  $v_b = \frac{4}{3}\pi R_{det}^3$ , de hauteur h =  $2R_{det}$ , le rayon au sommet  $r_s = R_{det}$  et de surface au pied de bulle  $S = \pi r_0^2 + 2r_0 \Delta L$ . On obtient alors un système de deux équations 4.36 et 4.38 à deux inconnues : l'angle de reculée  $\beta_{det}$  et le rayon au détachement  $R_{det}$  pour un couple de paramètres donné ( $\theta$ ,  $\alpha_{det}$ ). L'angle d'avancée est fixé à  $\alpha_{det} = 80$  ° et l'inclinaison  $\theta$  balaie la plage expérimentale [0-50°]. Nous avons comparé les valeurs expérimentales au détachement de  $R_{det}$  et  $\beta_{det}$  à celles calculées du bilan des forces bouclé. Elles sont en bon accord (figure 4.35). Nous avons donc obtenu un modèle semi prédictif du rayon de détachement des bulles sur une paroi inclinée, jusqu'à des angles de 50° (Équations 4.39 et 4.40). Ce modèle ne nécessite que la valeur de  $r_0$  qui est caractéristique de la surface étudiée.



FIGURE 4.35 – Évolution du rayon au détachement (gauche) et de l'angle de reculée (droite) au détachement sur les trois substrats en fonction de l'inclinaison  $\theta$ 

# 4.4 Bilan des forces agissant sur une bulle dans un écoulement cisaillé

Plusieurs expériences ont été réalisées dans le canal hydrodynamique pour différents nombres de Reynolds 919 (0.093 m/s) 1487 (0.150 m/s) 2020 (0.208 m/s) et 2550 (0.258 m/s) sur une surface horizontale et sur une surface inclinée. Nous utilisons les expressions des forces statiques précédemment validées dans un liquide au repos.

Pendant sa croissance, la bulle s'incline dans la direction de l'écoulement. Les angles de contact à l'avancée et à la reculée se dissymétrisent dûs aux effets hydrodynamiques. Le bilan des forces s'écrit dans les deux directions :

$$F_{Bx} + F_{Cx} + F_D = 0 \tag{4.41}$$

$$F_{By} + F_{Cy} + F_{CP} + F_L = 0 ag{4.42}$$

où  $F_{Bx}$ ,  $F_{By}$  et  $F_{Cy}$ ,  $F_{Cx}$  sont respectivement les composantes de la force d'Archimède et de la force de tension de surface dans les deux directions,  $F_{CP}$  la force de pression de contact,  $F_D$  la force de trainée et  $F_L$  la force de portance. Nous avons calculé le profil de vitesse dans la section d'essai pour obtenir la vitesse de fluide au centre de gravité de la bulle. Le profil d'Ebert et Sparrow (1965) dans un canal rectangulaire est utilisé (il est en accord avec les mesures PIV et les simulations numériques).

## 4.4.1 Surface horizontale

Dans la configuration horizontale avec écoulement, la force de traînée agit pour le détachement de la bulle contre la force capillaire dans la direction parallèle à la paroi (Équations 1.57 et 1.71). Dans la direction perpendiculaire à la paroi, la force d'Archimède, de pression de contact et de portance promeuvent le détachement de la bulle, alors que la force de tension de surface garde la bulle attachée à la paroi (Équations 1.48, 1.49, 1.58 et 1.72).

Pour une bulle attachée à une paroi dans un écoulement cisaillé, les expressions des forces hydrodynamiques ( $F_D$ : force de trainée et  $F_L$  force de portance) sont inconnues. Les coefficients de trainée  $C_D$  et de portance  $C_L$  sont isolés et extraits du bilan de forces suivant :

$$\frac{1}{2}\rho_l C_D S_b (U_l - U_b)^2 - 1.25 * 2r_f \gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin(\beta) + \sin(\alpha)) = 0$$
(4.43)

$$\frac{1}{2}\rho_l C_L S_b (U_l - U_b)^2 + (\rho_l - \rho_g) v_b g + \frac{2S\gamma_l}{r_s} - S\rho_l g h$$
$$-2r_0 \gamma_l \frac{\pi}{(\alpha - \beta)} (\cos(\beta) - \cos(\alpha)) - 2\gamma_l \Delta L \sin(\frac{\alpha + \beta}{2}) = 0$$
(4.44)

Ces coefficients sont comparés aux expressions théoriques de la littérature.

#### 4.4.1.1 Coefficient de trainée

Nous avons comparé le coefficient extrait du bilan des forces 4.43 appelé  $C_{DBilan}$  et les différents coefficients de la littérature exposés dans la section 1.6 (cf. figure 4.36).



FIGURE 4.36 – Comparaison des coefficients de trainée théoriques et expérimentaux sur une surface de Téflon horizontal : Re = 919 (gauche) et Re = 2020 (droite)

Les allures des courbes des différents coefficients sont les mêmes. A partir des données expérimentales sur les trois substrats, des coefficients de trainée ont été extraits du bilan des forces pour 3 valeurs de vitesse de fluide. Un nouveau coefficient de trainée moyenné  $C_D$  a été déterminé en fonction du nombre de Reynolds de bulle  $\operatorname{Re}_B$  pour les cas d'une bulle attachée à une paroi :

$$C_D = 27Re_B^{-0.65} \tag{4.45}$$

Ce coefficient est proche de l'expression de Crum (1975) (Équation 1.80) et Peebles et Gather (1953) (Équation 1.79) utilisée par Al-Hayes et Winterton (1981) et Winterton (1972) pour la montée de bulles d'air dans différents liquides mais est plus proche du coefficient de Legendre et Magnaudet (1998) corrigé par la correction à la paroi de Legendre *et al.* (2003). Ce dernier coefficient tient compte de la proximité de la paroi et des effets de cisaillement dus à l'écoulement. Le coefficient  $C_D$  calculé à partir des données expérimentales est valide pour des nombres de Reynolds de Bulle compris entre 40 et 300, et de Reynolds d'écoulement compris entre 700 - 2020. Le dispositif expérimental ne permet pas d'extraire précisément la surface de la bulle  $S_b$  dans la direction de l'écoulement.

Le bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi est effectué avec trois coefficients de traînée : celui de Legendre et Magnaudet (1998) (figure 4.37) pour une bulle en mouvement dans un écoulement, celui de Legendre et Magnaudet (1998) corrigé par la correction à la paroi de Legendre et al. (2003) et  $C_D$  le nouveau coefficient déterminé expérimentalement. Ce dernier est proche du coefficient de trainée de Legendre et Magnaudet (1998) corrigé (figure 4.38). Le bilan des forces est vérifié dans les deux directions avec ce nouveau coefficient donné par l'équation 4.45  $C_D$  (figure 4.39). Legendre et Magnaudet (1998) étudient l'évolution du coefficient de trainée pour une vorticité adimensionnelle Sr<1 et un nombre de Reynolds de bulle  $\text{Re}_B < 500$ . Contrairement aux simulations, dans nos expériences, Sr>1. Nous ne sommes plus dans la gamme d'étude de Legendre et Magnaudet (1998). Le taux cisaillement agissant sur la bulle attachée à la paroi joue un rôle important et semble être à l'origine de cette différence.



FIGURE 4.37 – Bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour Re = 919 (gauche) et Re = 2020 (droite) effectué avec le coefficient de Legendre et Magnaudet (1998)



FIGURE 4.38 – Bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour Re = 919 (gauche) et Re = 2020 (droite) effectué avec le coefficient de Legendre et Magnaudet (1998) corrigé



FIGURE 4.39 – Bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour Re = 919 (gauche) et Re = 2020 (droite) réalisé avec le nouveau coefficient de trainée (équation 4.45)

## 4.4.1.2 Coefficient de portance

Lorsque la vitesse de fluide augmente, la bulle commence à s'allonger. Cet allongement impacte directement le bilan des forces. La bulle est inclinée dans la direction de l'écoulement et se déforme. Les forces capillaires et de pression de contact sont modifiées. Pour de faibles vitesses de fluide, l'élongation de la bulle n'est pas importante : la bulle reste axisymétrique. Nous avons utilisé les expressions de la force capillaire proposées par Klausner *et al.* (1993) pour les faibles inclinaisons si l'élongation de la bulle est inférieure à 15% du rayon au pied de bulle dans la configuration horizontale sans écoulement et l'équation 4.35 pour des vitesses de fluides plus élevées. Le bilan des forces dans la direction perpendiculaire à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour deux nombres de Revnolds Re = 919 et Re = 2020 est tracé sur la figure 4.40. Le bilan des forces est satisfait sans prendre en compte la force de portance ou en prenant une expression de la force de portance détaillée dans le chapitre 1, section 1.6.2.2. Ce résultat montre que la force de portance est négligeable par rapport aux autres forces. Le coefficient de portance ne peut pas être extrait du bilan de forces 4.44 avec précision. En effet, la force de portance est environ 100 fois plus petite que la force capillaire. Il est difficile d'établir une expression de la force de portance avec précision. Les expériences en gravité réduite permettront peut-être d'extraire une expression du coefficient de portance. Les bilans des forces effectués sur les trois substrats sont présentés dans l'Annexe B.3.



FIGURE 4.40 – Bilan des forces dans la direction perpendiculaire à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour Re = 919 (gauche) et Re = 2020 (droite)

## 4.4.2 Surface inclinée

Sur une surface inclinée, la force d'Archimède s'ajoute à la force de trainée pour le détachement de la bulle contre la force capillaire dans la direction parallèle à la paroi (Équations 1.57 et 1.71). Dans la direction perpendiculaire à la paroi, la force d'Archimède, de pression de contact et de portance promeuvent le détachement de la bulle, alors que la force de tension de surface garde la bulle attachée à la paroi (Équations 1.48, 1.49, 1.58 et 1.72):

$$\begin{aligned} (\rho_l - \rho_g) v_b g \sin(\theta) + \frac{1}{2} \rho_l C_D S_b (U_l - U_b)^2 - 1.25 * 2r_f \gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin(\beta) + \sin(\alpha)) &= 0 \ (4.46) \\ \frac{1}{2} \rho_l C_L S_b (U_l - U_b)^2 + (\rho_l - \rho_g) v_b g \cos(\theta) + \frac{2S\gamma_l}{r_s} - S\rho_l g h - 2r_0 \gamma_l \frac{\pi}{(\alpha - \beta)} (\cos(\beta) - \cos(\alpha)) \\ -2\gamma_l \Delta L \sin(\frac{\alpha + \beta}{2}) &= 0 \ (4.47) \end{aligned}$$

Le coefficient de trainée calculé précédemment dans la configuration horizontale et la force de tension de surface calculée sur une surface horizontale nous permettent d'évaluer le bilan des forces agissant sur une bulle. Le bilan des forces dans les deux directions est présenté sur les figures 4.41 et 4.42 pour deux nombres de Reynolds. Le bilan des forces est vérifié dans les deux directions pour une inclinaison de 9.5° et Re=919 ( $C_D=27 Re_B^{-0.65}$ ).



FIGURE 4.41 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche;  $C_D = 27 \text{Re}_B^{-0.65}$ ) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de Téflon inclinée de 9.5° pour Re = 919

Pour des inclinaisons de surface  $\theta > 10^{\circ}$  avec écoulement, si l'on se permet de modifier la constante du coefficient de trainée (27), en gardant l'exposant et en restant dans le même ordre de grandeur, il est possible de vérifier le bilan de forces. Les effets hydrodynamiques et de gravité sont combinés : la force de trainée est modifiée. La constante de l'équation 4.45 est comprise entre 16 - 50 pour une inclinaison de 30°. Le coefficient de traînée sur une surface inclinée avec écoulement dépend de l'angle d'inclinaison de la surface  $\theta$  et de la vitesse de fluide. Une étude approfondie de la croissance d'une bulle isolée dans un écoulement cisaillé sur une surface inclinée doit être effectuée pour déterminer  $C_D(\theta, U_l)$ . La figure 4.43 montre le bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi sur une surface inclinée de 28.4° ( $C_D=30 \text{Re}_B^{-0.65}$ ) et 50.4° ( $C_D=30 \text{Re}_B^{-0.65}$ ) pour Re=1500.



FIGURE 4.42 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche;  $C_D = 27 Re_B^{-0.65}$ ) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de Téflon inclinée de 9.5° pour Re = 1500



FIGURE 4.43 – Bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi sur une surface de Téflon inclinée de 28.4° ( $C_D=30 Re_B^{-0.65}$ ) pour Re = 1500 (gauche) et inclinée de 50.4° ( $C_D=30 Re_B^{-0.65}$ ) pour Re = 1500 (droite)

## 4.4.3 Modèle de détachement

On réalise l'adimensionnement suivant :

$$v^{+} = \frac{v_{b}}{r_{s}^{3}}, \quad S^{+} = \frac{S}{r_{s}^{2}}, \quad S_{b}^{+} = \frac{S_{b}}{r_{s}^{2}}, \quad r_{f}^{+} = \frac{r_{f}}{r_{s}}, \quad U^{+} = \frac{U_{l}}{U} \quad et \quad h^{+} = \frac{h}{r_{s}}$$
(4.48)

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que le bilan des forces dans la direction perpendiculaire à la paroi s'écrivait de la même façon en injection avec ou sans écoulement. La force de portance étant trop faible pour influencer le bilan des forces. Pour une surface horizontale  $\theta = 0^{\circ}$  le bilan s'écrit :

$$\frac{1}{2}C_D W e - 1.25 * 2r_f^+ \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin(\beta) + \sin(\alpha)) = 0$$

$$(4.49)$$

$$Bov^{+} + S^{+}(Boh^{+} - 2) - 2r_{f} \frac{1}{(\alpha - \beta)} (\cos(\beta) - \cos(\alpha)) - 2\Delta L^{+} \sin(\frac{\alpha + \beta}{2}) = 0$$

$$(4.50)$$



FIGURE 4.44 – Comparaison du rayon équivalent  $R_{eq}$  et de la moitié de la hauteur h/2

La croissance de la bulle étant lente et quasi-statique, la vitesse de la bulle  $U_b$  peut être négligée. Au détachement, la bulle est assimilée à une sphère de volume  $v_b = \frac{4}{3}\pi R_{det}^3$ , de hauteur  $h = 2R_{det}$ (comme le montre la figure 4.44, le rayon de la bulle est égal à la moitié de la hauteur au détachement à 8% près) et de surface au pied de bulle  $S=\pi r_0^2 + 2r_0 \Delta L$ .

L'allongement de la bulle est dépendant du gradient de vitesse de l'écoulement et de l'hystérésis d'angle de contact. Nous allons maintenant déterminer une relation entre l'allongement de la bulle  $\Delta L$ , l'hystérésis d'angle statique et la vitesse de l'écoulement U<sub>l</sub>.

#### 4.4.3.1 Relation entre l'allongement et la vitesse de fluide

Dans le chapitre 2 section 2.1.2, nous avons déterminé les angles de contact statiques à l'avancée et à la reculée sur les trois substrats à l'aide du tensiomètre. Les valeurs de ces angles sont rappelées dans le tableau 4.8.

Substrat	$\alpha_{st}$ (°)	$\beta_{st}$ (°)	Ru (nm)
Téflon (T)	135 - 140	85-90	168
Verre traité (VT)	108-113	75-84	27
Verre (V)	40-48	10-18	6

Tableau 4.8 – Rappel des angles statiques et de la rugosité pour les trois substrats

Dussan V. (1987) a déterminé le gradient de vitesse minimal marquant le début du glissement de la goutte sur le substrat :

$$\frac{dU}{dZ} \sim \frac{0.452\gamma_l \alpha^{4/3} (\alpha - \beta)}{v_b^{1/3} \mu_l}$$
(4.51)

L'équation 4.51 donne des valeurs de gradient de vitesse variant de  $10^8 s^{-1}$  à  $10^{10} s^{-1}$  pour les trois substrats. Le gradient de vitesse expérimental est inférieur à  $250s^{-1}$  et à celui de Dussan V. (1987). La bulle ne glisse pas mais se détache (faits observé dans nos expériences). En effet, la gravité n'est pas prise en compte dans le cas de la goutte de Dussan V. (1987).

La figure 4.45 montre l'évolution de l'allongement au moment du détachement en fonction du gradient de vitesse  $\frac{U_l}{h}$ . L'hystérésis statique d'angle de contact  $(\cos(\beta_s) - \cos(\alpha_s))$  est aussi pris en compte. Il semblerait que ces différentes courbes puissent être approchées par des droites. Malheureusement la précision de la mesure sur l'angle de contact  $(\pm 5 \,^{\circ})$  influe sur les résultats et ne permet pas de conclure. De plus, la dépendance des paramètres géométriques au temps de croissance  $t_c$  peut influencer les résultats.

La figure 4.46 gauche prend en compte le temps de croissance. Nous avons adimensionné la vitesse du fluide au sommet de la bulle  $U_l$  par une vitesse moyenne de croissance de bulle  $\frac{t_c}{h}$ . Les résultats au détachement du rayon au pied de bulle se superpose pour les trois substrats. Une expression approchée de l'allongement est obtenue :

$$\Delta L = 6.9 * 10^{-5} r_0 (\cos(\alpha_{st}) - \cos(\beta_{st})) \left(\frac{U_l(h)t_c}{h}\right)^{3.2}$$
(4.52)

Nous avons un allongement du pied de bulle dépendant du gradient de vitesse de l'écoulement sur la hauteur de la bulle, du temps de croissance de la bulle, de l'hystérésis statique d'angle de contact et du rayon au pied de bulle dans la configuration horizontale sans écoulement. A noter que l'hystérésis d'angle de contact est directement lié à la rugosité du substrat. Une expression de l'allongement en fonction de la rugosité est obtenue à partir de la figure 4.46 droite. La rugosité du substrat à été quantifiée dans le chapitre 2 section 2.1.3 et est rappelée dans le tableau 4.8.

$$\Delta L = 0.088 Ru \left(\frac{U_l(h)t_c}{h}\right)^{3.4} \tag{4.53}$$

où Ru est la rugosité en mètre.



FIGURE 4.45 – Évolution de l'allongement au moment du détachement en fonction du gradient de vitesse  $\frac{U_l}{h}$  et de l'hystérésis statique d'angle de contact  $(\cos(\beta_s) - \cos(\alpha_s))$ 



FIGURE 4.46 – Évolution de l'allongement au moment du détachement en fonction du gradient de vitesse adimensionné  $\frac{U_l t_c}{h}$  et de l'hystérésis statique d'angle de contact  $(\cos(\beta_s) - \cos(\alpha_s))$  (gauche) et de la rugosité (droite)

#### 4.4.3.2 Détermination du rayon au détachement et de l'angle de reculée

La figure 4.17 montre l'évolution des angles de contact au détachement. L'angle d'avancée  $\alpha_{det}$  est constant et égal à environ 65° pour le Téflon, 80° pour le verre traité et 75° pour le verre. Avec la relation entre l'allongement, l'hystérésis statique ou la rugosité et le gradient de vitesse, nous avons maintenant toutes les données nécessaire pour prédire le détachement de la bulle. Si le rayon au détachement de la bulle dans la configuration horizontale sans écoulement est connu, pour un couple de paramètres donné (U<sub>l</sub>,  $\alpha_{det}$ ) nous pouvons déterminer les deux paramètres inconnus (l'angle d'avancée  $\beta_{det}$  et le rayon au détachement  $\mathbb{R}_{det}$ ) du système d'équations (4.54 et 4.55) du bilan des forces dans les deux directions. La figure 4.47 comparent les valeurs expérimentales des rayons équivalents et des angles de reculée au détachement de la bulle à celles calculées à partir du système d'équations en fonction de la vitesse de fluide. Les résultats expérimentaux et calculés sont en bon accord.

$$\frac{1}{2}\rho_l C_D \pi R_{det}^2 U_l^2 - 1.25 * 2r_0 \gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin(\beta) + \sin(\alpha)) = 0$$
(4.54)

$$(\rho_{l} - \rho_{g})\frac{4}{3}\pi R_{det}^{3}g + \frac{2(\pi r_{0}^{2} + 2\Delta Lr_{0})\gamma_{l}}{R_{det}} - 2(\pi r_{0}^{2} + 2\Delta Lr_{0})\rho_{l}gR_{det} - 2r_{0}\gamma_{l}\frac{\pi}{(\alpha - \beta)}(\cos(\beta) - \cos(\alpha)) - 2\gamma_{l}\Delta L\sin(\frac{\alpha + \beta}{2}) = 0$$
(4.55)



FIGURE 4.47 – Évolution du rayon au détachement (gauche) et de l'angle de reculée (droite) au détachement sur une surface de Téflon en fonction de  $U_l$ 

## 4.5 Conclusion

Les résultats extraits du traitement d'image pointent l'importance d'une bonne détermination du rayon au pied de bulle. Lorsque l'on incline le dispositif expérimental dans un liquide au repos, un allongement du pied de bulle est observé pour des inclinaisons de surface supérieures à 15°. Cet allongement impacte directement les forces capillaires et de pression de contact. Une nouvelle expression tenant compte de l'allongement est déterminée afin de satisfaire le bilan des forces pour des inclinaisons de surfaces comprises entre 0 et 50°. Pour un écoulement en canal, un coefficient de trainée expérimental est extrait du bilan des forces valable pour des nombres de Revnolds de bulle compris entre 40 et 300 et des inclinaisons de surfaces inférieures à 10°. De ces bilans, plusieurs modèles prédictifs du rayon de détachement ont été détaillés basés sur le bilan des forces. Un modèle semi-prédictif du rayon au détachement pour une bulle sur une surface horizontale est établi : pour un couple de paramètres (rayon au pied de bulle  $r_0$ , angle de contact au détachement  $\alpha_{det}$ ), il est possible de déterminer le rayon au détachement. Les modèles sur une surface inclinée dans un liquide au repos et sur une surface horizontale dans un écoulement cisaillé sont complètement prédictifs si on connait  $r_0$ . Pour une surface inclinée dans un liquide au repos, une relation entre l'allongement de la bulle et l'inclinaison de la surface est proposée. Quel que soit le substrat utilisé, l'angle de contact à l'avancée au détachement  $\alpha_{det}$  est quasi-constant et égal à 80°. Dans un écoulement cisaillé, une expression liant l'allongement de la bulle, le gradient de vitesse et l'hystérésis d'angle de contact est déterminée. L'angle d'avancée au détachement est constant. Le rayon au détachement et l'angle de reculée sont calculés à partir du système d'équation du bilan des forces dans les deux directions pour un couple de paramètres donnés ( $\theta$  et  $\alpha_{det}$  sur une surface inclinée sans écoulement et  $\theta$  et  $U_l$ sur une surface horizontale avec écoulement).

# Chapitre 5

# Croissance et détachement de bulles isolées en ébullition convective

La croissance et le détachement de bulles de vapeur sur un site de nucléation en ébullition en vase ou convective en gravité terrestre ou en microgravité sont étudiés. Deux cellules d'essai BIOMAN (canal d'ébullition section 2.2.1) et RUBI (section 2.2.2) décrites dans le chapitre 2 sont utilisées. Dans ce chapitre, nous présentons l'évolution des différents paramètres géométriques (Rayon au pied de bulle  $r_f$ , rayon équivalent de la bulle  $R_{eq}$ , angles de contact  $\alpha$ ,  $\beta$ , position du centre de gravité  $x_G$ ,  $y_G$ , position de la ligne de contact amont et aval  $x_A$  et  $x_R$  ...) de la bulle extraits du traitement d'images. Dans un premier temps, ces résultats sont présentés dans le cas de bulles de vapeur sur une surface horizontale ou verticale dans un fluide au repos et dans un écoulement. Nous exposons ensuite les différents résultats obtenus pendant les vols paraboliques. Enfin, les données en gravité terrestre et en microgravité sont comparées dans la cellule RUBI. Nous analyserons la contribution des forces agissant sur une bulle isolée dans les différentes configurations. Les expressions des forces validées dans le chapitre 4 seront utilisées. Nous terminons par des bilans thermiques diphasiques dans la cellule RUBI.

## 5.1 Configuration des expériences réalisées

La croissance de vapeur de bulles d'HFE 7000 est étudiée en gravité terrestre ou en microgravité. La caméra rapide permet de visualiser la croissance et le détachement d'une bulle de vapeur pour plusieurs débits de fluides  $Q_l$ , sous-refroidissement  $\Delta T_{sub}$  ( $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{liq}$ ), surchauffe  $\Delta T_p$ ( $\Delta T_p = T_p - T_{sat}$ ). Le générateur de bulles de section 1mm<sup>2</sup> est couplé avec un anémomètre pour que la température imposée soit constante. Le courant et l'intensité délivrés par le générateur de bulles sont mesurés et enregistrés à l'aide du logiciel LabVIEW. Nous avons tout d'abord réalisé des expériences en gravité terrestre dans un canal horizontal dans un liquide au repos ou dans un écoulement cisaillé. Ces résultats sont comparés aux expériences réalisées dans un canal vertical dans un liquide au repos et dans un écoulement cisaillé. Des simulations numériques de l'écoulement et de

## CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.1. CONFIGURATION DES EXPÉRIENCES RÉALISÉES CONVECTIVE

la couche limite thermique se développant au dessus du générateur de bulles ont été réalisées avec starccm+. Ensuite, nous avons effectuées deux campagnes de vols paraboliques permettant ainsi d'obtenir les premiers résultats en microgravité dans la cellule RUBI. Ces données sont comparées aux expériences réalisées au sol dans cette même cellule.

Le tableau suivant résume les expériences réalisées en ébullition :

Configuration	conditions hydrodynamiques	gravité	section
Canal horizontal	dans un liquide au repos	G	5.2.1.1
Canal vertical	dans un liquide au repos	G	5.2.1.1
Canal horizontal	dans un écoulement cisaillé	G	5.2.1.2.b
Canal vertical	dans un écoulement cisaillé	G	5.2.1.2.b
RUBI	dans un écoulement cisaillé	G	5.2.2
RUBI	dans un écoulement cisaillé	$\mu { m G}$	5.2.2

Tableau 5.1 – Tableau récapitulatif des expériences réalisées en ébullition

Les paramètres de contrôle de l'expérience sont :

- Pression  $P1=P_{liq}: 0.9-1.5$ bar
- Vitesse de fluide  $U_l$  : 0-0.12 m/s,
- Sous-refroid is sement  $\Delta T_{sub}$  : 4-20°C,
- Surchauffe :  $\Delta T_p$  : 1-10°C
- $\bullet$  Gravité : 0-1<br/>g

La plaque sur laquelle la nucléation est provoquée est à une température de paroi uniforme et constante égale à  $T_p$  supérieure à la température de saturation  $T_{sat}$ . Dues aux limitations de l'expérience (cavitation de la pompe pour des sous refroidissement  $< 5^{\circ}$ C, saturation de la pompe à faibles vitesses de fluide), il est difficile de se rapprocher de la température de saturation. La température à l'infini de l'expérience appelée  $T_{liq}$  est inférieure à  $T_{sat}$ . De plus, la surchauffe  $\Delta T_p$ a été limitée à 10°C pour éviter l'apparition de sites de nucléation parasites.

Les paramètres extraits du traitement d'images sont rappelés sur la figure 5.1.



FIGURE 5.1 – Paramètres géométriques de la bulle : la hauteur h, le rayon équivalent  $R_{eq}$ , la position amont  $x_R$  et aval  $x_A$  de la ligne triple, les composantes horizontales  $x_G$  et verticale  $y_G$  du centre de gravité, le rayon au pied de bulle  $r_f$ 

# 5.2 Résultats expérimentaux

## 5.2.1 Expérience en gravité terrestre

## 5.2.1.1 Croissance de bulle dans un liquide au repos

Sur la figure 5.2 sont portées des images de la croissance d'une bulle sur une paroi horizontale et une paroi verticale dans un liquide au repos. Le temps est adimensionalisé par le temps de croissance de la bulle  $t_c$  jusqu'à son détachement.



FIGURE 5.2 – Croissance et détachement d'une bulle dans un liquide au repos : horizontal (H) (t<sub>c</sub> = 40ms) et vertical (V) (t<sub>c</sub> = 35ms)

Pendant toute sa croissance, la bulle a une forme sphérique. Le rayon de la bulle en ébullition

## CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONVECTIVE

est beaucoup plus petit qu'en injection (En ébullition (HFE 7000) :  $R_{det}=0.10-0.25$ mm correspondant à des nombres de Bond Bo=0.01-0.07; En injection (eau) :  $R_{det}=0.9-1.2$ mm correspondant à des nombres de Bond Bo=0.11-0.20). Nous allons étudier l'effet du sous-refroidissement et de la surchauffe sur une bulle en croissance dans un liquide au repos. Ensuite nous allons comparer la croissance d'une bulle en paroi horizontale et verticale dans un fluide au repos pour un même sous-refroidissement ( $\Delta$ Tsub = 11.15°C) et une même puissance de chauffe (Pu = 0.040W). La température du liquide est bien en-dessous de la saturation. Les expériences réalisées dans un canal horizontal dans un liquide au repos sont répertoriées dans le Tableau 5.2 pour une puissance de chauffe constante et égale à 0.040 W. Une seule valeur de puissance a été faite dans cette configuration : le sous-refroidissement étant élevé, il était difficile d'initier la nucléation pour des faibles valeurs de puissance ; pour de fortes valeurs de puissance, la croissance de la bulle était trop rapide (des phénomènes de coalescence apparaissent) et des sites de nucléation parasites naissaient. Tous les résultats présentés ci-dessous ont été moyennés sur 5-8 bulles consécutives.

Expériences	$T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$T_{liq}$ (°C)	$\Delta T_{sub}$	$\Delta T_p$	Pu (W)
1	41.06	48.58	29.60	11.45	7.52	0.041
2	40.74	48.18	29.64	11.10	7.44	0.041
3	39.97	47.75	29.50	10.46	7.78	0.041
4	39.37	48.56	28.48	9.89	9.19	0.041
5	39.39	48.39	29.73	9.66	10.00	0.041
6	40.60	49.74	31.58	9.01	9.14	0.040
7	38.53	48.67	30.38	8.15	10.14	0.041
8	39.20	50.08	31.30	7.90	11.48	0.041

Tableau 5.2 – Paramètres d'étude

#### 5.2.1.1.a Expériences en ébullition en vase

Comparons le rayon au détachement  $R_{det}$  dans le cas horizontal dans un liquide au repos. Pour mener à bien cette étude, nous avons défini deux nombres de Jakob :

• Le nombre de Jakob de sous-refroidissement  $Ja_{sub}$  basé sur la différence de température de saturation  $T_{sat}$  et la température du liquide  $T_{liq}$ , appelé  $\Delta T_{sub}$ :

$$Ja_{sub} = \frac{\rho_l C p_l \Delta T_{sub}}{\rho_g h_{lv}} \quad \text{où} \quad \Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{liq}$$
(5.1)

où  $\rho_l$ ,  $\rho_g$ ,  $Cp_l$  et  $h_{lv}$  sont respectivement la masse volumique du liquide et du gaz, la capacité thermique massique du liquide et la chaleur latente d'évaporation.

• Le nombre de Jakob de surchauffe Ja<sub>sur</sub> basé sur la différence de température de la paroi  $T_p$  et la température de saturation  $T_{sat}$ , appelé  $\Delta T_p$ :

$$Ja_{sur} = \frac{\rho_l C p_l \Delta T_p}{\rho_g h_{lv}} \quad \text{où} \quad \Delta T_p = T_p - T_{sat}$$
(5.2)

Nous avons imposé une puissance de chauffe constante de Pu = 0.040 W au dépôt d'ITO du générateur de bulles. Nous avons fait varier le sous-refroidissement  $\Delta T_{sub}$ . Pour augmenter  $\Delta T_{sub}$ , il faut augmenter la température de saturation  $T_{sat}$ . La pompe à vélo permet d'augmenter la pression de la boucle hydraulique par l'intermédiaire du soufflet : la température de saturation  $T_{sat}$  et le sous-refroidissement  $\Delta T_{sub}$  augmentent. L'augmentation de  $\Delta T_{sub}$  entraîne une diminution de  $\Delta T_p$  pour une puissance Pu constante (figure 5.3c). Les évolutions du rayon au détachement  $R_{det}$  en fonction du Jakob de sous-refroidissement  $Ja_{sub}$  et du Jakob de surchauffe  $Ja_{sur}$  sont présentées figure 5.3a et 5.3b. A puissance constante Pu, le rayon au détachement de la bulle diminue et augmente avec le sous-refroidissement et la surchauffe respectivement. Si  $Ja_{sub}$  augmente,  $Ja_{sur}$  diminue. La différence de température entre le sommet de la bulle et le liquide augmente. Fritz (1935) calcule le volume maximal de l'équation de Laplace et en déduit le rayon maximal au détachement de la bulle :

$$R_{det} = 0.0104\alpha \sqrt{\frac{\gamma_l}{g(\rho_l - \rho_g)}} \tag{5.3}$$

A température de saturation, la bulle atteint son volume maximal qui devrait correspondre au rayon de Fritz ( $R_{Fritz_{det}}=0.27 \text{ mm}$ ). Pour un sous-refroidissement de 8°C environ, le rayon au détachement est inférieur au rayon de Fritz ( $R_{det}=0.25 \text{ mm} < R_{Fritz_{det}}=0.27 \text{ mm}$ ). Ce qui est en accord avec la théorie. La surchauffe nécessaire à la formation de la bulle de l'expérience 1 est plus faible que pour la bulle de l'expérience 8. Le volume de la bulle augmente avec la puissance imposée pour un sous-refroidissement donné. Si nous augmentons la puissance, l'énergie fournie à la bulle pour sa croissance est plus importante : la croissance est plus rapide. Les conditions de température et pression sont inchangées. Le rayon de la bulle augmente. La même évolution est observée dans le cas de la croissance d'une bulle de vapeur sur une surface verticale mais la diminution du rayon au détachement avec le sous-refroidissements est moins significative.

Nous allons maintenant comparer les deux sous-refroidissement extrêmes : le cas n°1 et n°8. L'effet du sous-refroidissement et de la surchauffe y est présenté avec l'introduction de l'épaisseur de couche limite thermique  $\delta$ .



FIGURE 5.3 – Évolution du rayon au détachement en fonction du Jakob de sous-refroidissement (a) et du Jakob de surchauffe (b); Évolution du Jakob de surchauffe en fonction du Jakob de sous-refroidissement (c) sur une surface horizontale

#### 5.2.1.1.b Effet du sous-refroidissement et de la surchauffe

L'évolution des paramètres géométriques de la bulle sont présentées sur les figures 5.5 et 5.6 (cas n°1 :  $\Delta T_{sub}=7.5$  °C  $\Delta T_p=11.6$  °C et cas n°8 :  $\Delta T_{sub}=11.6$  °C  $\Delta T_p=7.9$  °C).

L'épaisseur de la couche limite thermique  $\delta_T$  établie à l'aide de la corrélation proposée par Kays et Crawford (1980) dans le cas de convection naturelle est donnée par l'équation 5.4.

$$\delta_T = 7.14 \left( \frac{\mu_l \alpha_l}{(T_p - T_{liq})g\beta_l} \right)^{1/3} \tag{5.4}$$

où  $\mu_l$  est la viscosité dynamique du fluide,  $\alpha_l$  sa diffusivité thermique et  $\beta_l$  le coefficient de dilatation thermique. L'épaisseur de couche thermique vaut  $\delta_T = 2.2 \text{mm} (\text{T}_p\text{-T}_{liq} \text{ est quasi constant pour tous}$ les expériences dans un liquide au repos). La surchauffe augmente lorsque le sous-refroidissement diminue, ce qui induit une augmentation de la couche limite thermique saturée  $\delta_{T_{sat}}$ . En considérant une distribution linéaire de la température de  $\text{T}_p$  à  $\text{T}_{liq}$ , le liquide est à température de saturation à  $\delta_{T_{sat}} = 0.87 \text{mm}$  pour le cas n°1 et 1.3mm pour le cas n°8 (figure 5.4). La bulle grossit dans la couche limite thermique saturée (h <  $\delta_{T_{sat}}$ ) : La bulle est totalement entourée de fluide de température supérieure à  $\text{T}_{sat}$ . La surchauffe est plus importante dans le cas n°8 ce qui implique une diminution du temps de croissance de la bulle (t<sub>c</sub> = 33 ms pour le cas n°1 et t<sub>c</sub> = 15 ms pour le cas n°8) et une augmentation du rayon au détachement (figure 5.5).



FIGURE 5.4 – Évolution de la couche limite thermique  $\delta_{T_{sat}}$  en fonction de la surchauffe  $\Delta T_p$ .


FIGURE 5.5 – Surface horizontale dans un liquide au repos (cas 1 ( $t_c = 33ms$ ) à gauche et cas 8 ( $t_c = 15ms$ ) à droite) : Évolution des paramètres de la bulle : les composantes horizontales  $x_G$  et verticale  $y_G$  du centre de gravité, le rayon au pied de bulle  $r_f$ .

La croissance axisymétrique de la bulle assure des angles de contact en amont et en aval identiques (figure 5.6 gauche). La même tendance est observée pour les deux sous-refroidissements. L'angle de contact au détachement est constant et égale à  $32^{\circ} \pm 4^{\circ}$ . Aux premiers instants de sa croissance, le mouvement de la ligne triple est symétrique. Pendant le reste de la croissance, deux évolutions sont possibles :

- cas n°1 : la ligne de contact s'accroche à l'amont  $x_R$  et ne se déplace qu'en aval impliquant une augmentation de la composante horizontale du centre de gravité.

- cas n°8 : l'évolution de la position de la ligne triple est axisymétrique pendant toute la croissance. Une augmentation des deux positions est observée (figure 5.6 droite) jusqu'à la valeur  $x_A = x_R \simeq 0.055$ mm. La bulle grossit jusqu'au détachement à ligne de contact fixe. (Rappel les définitions de  $x_A$  et  $x_R$  ont été données dans la section 3.2.3.)

Dans un liquide au repos, les angles de contact sont indépendants du sous-refroidissement et de la surchauffe. Ce qui n'est pas le cas du rayon au détachement de la bulle : surchauffe et sous-refroidissement sont liés dans nos essais où la puissance est constante. Une augmentation de la surchauffe entraîne une diminution du sous-refroidissement et une augmentation de rayon au détachement et inversement. (Les lois de croissance seront présentées dans la section 5.4.1.2.)

Comparons maintenant les résultats dans un canal horizontal et vertical pour le même sousrefroidissement et la même surchauffe.



FIGURE 5.6 – Évolution des angles de contact (gauche) et de la position de la ligne triple (droite) pour le cas 1 ( $t_c = 33ms$ ) et 8 ( $t_c = 15ms$ ).

### 5.2.1.1.c Comparaison des résultats dans un canal horizontal et vertical

Les conditions expérimentales sont présentées dans le Tableau 5.3. L'évolution des paramètres géométriques de la bulle sont tracées sur la figure 5.7

Configuration	$\mathbf{P}_{liq}$ (bar)	$T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$T_{liq}$ (°C)	$\Delta T_{sub}$	$\Delta T_p$	Pu (W)
Canal horizontal	1.24	41.06	48.58	29.60	11.46	7.52	0.040
Canal vertical	1.42	45.28	53.44	34.49	10.79	8.16	0.038

Tab	leau	5.3 -	Condition	s expérimenta	les:	canal	horizontal	et	vertical
				1					

La composante verticale du centre de gravité  $y_G$  reste inférieure et suit l'évolution du rayon équivalent  $R_{eq}$  de la bulle (figure 5.7). Contrairement à l'injection où l'on a remarqué l'apparition d'un col, la bulle de vapeur est trop petite pour perdre sa forme sphérique. L'augmentation de la hauteur h et de la composante verticale du centre de gravité ( $y_G$ ) de la bulle est la conséquence directe de la force d'Archimède agissant la bulle. La composante horizontale du centre de gravité caractérise l'inclinaison ou le mouvement de la bulle. Le canal étant horizontal et la croissance axisymétrique, on remarque une faible augmentation de la composante horizontale du centre de gravité ( $x_G$ ). Cela est dû au mouvement de la ligne triple : la figure 5.8c montre l'évolution de la ligne de contact à l'aval  $x_A$  et à l'amont  $x_R$ . Tout au long de sa croissance, la bulle est accrochée à la position  $x_R$ . La ligne triple ne se déplace qu'à l'aval impliquant une augmentation de la composante horizontal la ligne triple à l'aval continue de se déplacer jusqu'au détachement. Pour un canal horizontal la ligne triple à l'aval continue de se déplacer jusqu'au détachement. Pour un canal vertical, un changement de pente est observé : la bulle glisse sur la paroi ( $x_A$  et  $x_R$  se déplacent simultanément).



FIGURE 5.7 – Surface horizontale (gauche  $t_c=200ms$ ) et verticale (droite  $t_c=40ms$ ) dans un liquide au repos : Évolution des paramètres de la bulle : les composantes horizontales  $x_G$  et verticale  $y_G$ du centre de gravité, le rayon au pied de bulle  $r_f$ .

Dans la configuration horizontale, la force d'Archimède agit de manière axisymétrique sur la bulle. Les angles de contact en amont et aval de la bulle sont presque identiques (figure 5.8 b :  $H_{d_H} = 2^{\circ}$ ). Dans la configuration verticale, la force d'Archimède a tendance à incliner la bulle et à la faire glisser le long de la paroi. La bulle est plus petite ( $R_{eq_H} > R_{eq_V}$  et  $r_{f_H} > r_{f_V}$  (figure 5.8a)). La verticalité de la paroi brise la symétrie des angles de contact (figure 5.8 b :  $H_{d_V} = 6^{\circ}$ ).

Juste après le détachement de la bulle, son rayon diminue (figure 5.8d). La température autour de la bulle se rapproche de plus en plus de la température  $T_{liq}$ . Plus la bulle s'éloigne de la paroi, plus la température diminue et plus la bulle se recondense. Elle finit par disparaître. On distingue également une diminution du rayon au pied de bulle au moment du détachement de celle-ci. Cette diminution agit directement sur la ligne triple. Cette dernière se rétracte dès que la bulle devient instable et commence à se détacher.

Le générateur de bulles est alimenté en permanence. Juste après le détachement de la bulle, le liquide proche du site de nucléation commence à développer une couche limite thermique. Lorsque le germe est activé, une bulle est initiée et refroidit rapidement le liquide à proximité. Après le détachement de la bulle, la couche limite thermique se développe de nouveau.

Nous avons effectué des simulations numériques avec starccm+ dans un écoulement cisaillé sous refroidi pour avoir une estimation de l'épaisseur de la couche limite thermique.



FIGURE 5.8 – Surface horizontale (H) et verticale (V) dans un liquide au repos : (a) évolution du rayon au pied de bulle  $r_f$  et équivalent  $R_{eq}$ ; (b) évolution des angles de contact  $\alpha$  et  $\beta$ ; (c) évolution de la position de la ligne triple à l'avancée  $x_A$  et à la reculée  $x_R$ ; (d) évolution du rayon équivalent  $R_{eq}$  jusqu'à recondensation.  $t_{c_H} = 33$ ms et  $t_{c_V} = 32$ ms.

#### 5.2.1.2 Croissance de bulle en écoulement

#### 5.2.1.2.a Caractérisation de la couche limite thermique par simulation numérique

Rappel : Dans le chapitre 2 section 2.2.2.2, nous avons montré que le profil de vitesse dans les deux cellules d'essai (BIOMAN et RUBI) est en accord avec le profil de vitesse théorique d'Ebert et Sparrow (1965). L'écoulement est hydrodynamiquement établi.

Les conditions expérimentales utilisées pour les simulations sont répertoriées dans le tableau 5.4.

Cas	Re	$U_l(m/s)$	$T_{liq}(^{\circ}C)$	$T_p(^{\circ}C)$	$T_{ext}(^{\circ}C)$	$T_{sat}(^{\circ}C)$	$T_{sub}(^{\circ}C)$	$P_1(bar)$	Pu(W)
1	750	0.024	27.70	39.10	25.60	35.00	7.20	1.00	0.040
2	1020	0.034	27.70	39.10	25.60	35.00	7.20	1.00	0.040
3	1270	0.041	27.70	39.10	25.60	35.00	7.20	1.00	0.040

Nous avons effectué des simulations numériques pour trois vitesses de fluides pour la même puissance de chauffe, surchauffe et sous-refroidissement. Le générateur de bulles a été ajouté au domaine solide présenté au chapitre 2. Les domaines fluides du dispositif expérimental (RUBI+BIOMAN) ont été une fois de plus réalisés avec le logiciel Catia V5 et importé par la suite dans starccm+. Un maillage 3D héxaèdrique (taille de maille (0.1 mm) est effectué. Les paramètres physiques utilisés dans la simulation sont les suivants :

• Écoulement laminaire stationnaire 3D

• Densité constante : les variations de densité avec la température sont négligées. Des simulations avec l'approximation de Boussinesq ont été effectuées. Aucune différence majeure est notée entre les simulations à densité constante et avec l'approximation de Boussinesq.

• Fluide utilisé : HFE-7000 ( $\rho_l$ =1388 kg.m<sup>-3</sup>,  $\mu_l$ =3.96.10<sup>-4</sup> Pa.s, C<sub>p</sub> = 1313 J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>),  $\lambda$  = 0.074 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>

Le domaine admet une symétrie (une condition aux limites de symétrie plane est utilisée). Les autres conditions aux limites sont énoncées ci-dessous :

- Velocity inlet : La vitesse d'entrée de fluide est imposée (Re=745/1020/1270)
- Pressure outlet : La pression statique à la sortie est spécifiée.
- Wall avec une condition de non glissement et de température  $T_p$  constante imposée au dépôt.

• Les autres surfaces sont considérées comme des murs "Wall" avec une condition de non glissement et adiabatiques.

Nous avons une convergence variant de  $10^{-5}$  sur la quantité de mouvement et l'énergie, à  $10^{-6}$  sur la continuité. L'étude de convergence en maillage est la même que celle présentée dans le chapitre 2 section 2.1.4.2. La figure 5.9 montre la répartition de la température au voisinage du générateur de bulle.

Nous avons dans un premier temps comparé les profils de températures et de vitesses pour la même puissance de chauffe, surchauffe et sous-refroidissement pour avoir une estimation de l'évolution de l'épaisseur de couche limite en fonction de la vitesse (figure 5.10). L'épaisseur de



FIGURE 5.9 – Champ de température



FIGURE 5.10 – Profils de vitesse (gauche) et de température (droite) au niveau du site de nucléation pour trois valeurs de vitesse de fluide

couche limite est atteinte lorsque le profil de température atteint 99% de la température  $T_{liq}$   $((T(\delta_T)-T_p)=0.01(T_{liq}-T_p))$ . Pour des nombres de Reynolds Re de 745, 1020 et 1270, nous obtenons respectivement une épaisseur de couche limite thermique de 0.55mm, 0.53mm et 0.49mm. Une diminution de l'épaisseur de de couche limite est observée avec l'augmentation de la vitesse de fluide.

Les profils de vitesse et de température sont ensuite tracés sur la figure 5.11 à différentes positions pour Re=1020. La position "centre" représente l'emplacement du site de nucléation de la cellule d'essai.

CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONVECTIVE



FIGURE 5.11 – Profils de vitesse (gauche) et de température (droite) au centre de la cellule d'essai, et à -0.5mm, 0.5mm, 1mm, et 1.5mm par rapport au centre du générateur de bulles pour Re=1020

L'épaisseur de couche limite thermique saturée  $\delta_{T_{sat}}$  est la hauteur de liquide où la température est supérieure à la température de saturation. Pendant la croissance de la bulle, deux situations peuvent se produire :

- la bulle a une hauteur h inférieure à  $\delta_{T_{sat}}$ . La bulle croît alors dans la couche limite thermique saturée (figure 5.12 a).

- la bulle a une hauteur h supérieure à  $\delta_{T_{sat}}$  (figure 5.12 b). La bulle sort de cette couche limite et se recondense à l'interface. La condensation ne se fait donc que sur la partie supérieure de la bulle.

Plaçons-nous dans le cas n°2 : Pour un nombre de Reynolds Re=1020, l'épaisseur de couche limite thermique  $\delta_T$  est environ de 0.55 mm. L'épaisseur de couche limite thermique saturée est de 0.08 mm. Le rayon de la bulle au détachement est de 0.25 mm. Nous avons comparé les évolutions du rayon expérimental de la bulle pendant toute sa croissance et le taux de croissance de bulle proposée par Zuber (1961)  $(R(t) = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja\sqrt{\alpha_l t})$  pour se rendre compte du volume de bulle recondensé. La bulle croît pendant ces premiers instants dans la couche limite thermique saturée ( $\delta_{T_{sat}} \ge h$ ). Ensuite, elle sort de cette couche limite et se recondense à l'interface ( $\delta_{T_{sat}} \leq h$ ). La soustraction de ces deux volumes donne le volume recondensé. Dans notre expérience une partie de la bulle est dans la couche limite thermique saturée (la zone surchauffée). La condensation ne se fait donc que sur la partie supérieure de la bulle. La pente  $\left(\frac{\partial R}{\partial t}\right) < 0$  observée sur la figure 5.13 gauche correspond aux instants où la bulle se recondense juste après le détachement. Très rapidement (environ 2ms), la bulle entière est entourée de liquide à la température  $T_{liq}$ . La figure 5.13 droite représente le rayon de la bulle qui se serait recondensé pendant la croissance. Appelons la pente  $\frac{\partial R}{\partial t}$  la vitesse de condensation. La vitesse de condensation (8 mm/s) après le détachement est supérieure à celle de la figure 5.13 droite (2.5 mm/s). Ce qui est tout à fait plausible. Après le détachement, la bulle est totalement entourée de liquide plus froid : la condensation est donc plus rapide. De plus, lors de la



FIGURE 5.12 – Conditions expérimentales de l'ébullition : Cas a : la hauteur h de la bulle inférieure à  $\delta_{T_{sat}}$ ; Cas b : la hauteur h de la bulle supérieure à  $\delta_{T_{sat}}$ 

croissance, seule la partie supérieure de la bulle se recondense. La partie inférieure est surchauffée et reste contact avec la paroi.



FIGURE 5.13 – Croissance d'une bulle de vapeur dans un écoulement cisaillé : Comparaison de l'évolution du rayon expérimental de la bulle et de la formule proposée par Zuber (1961) (gauche); évolution de rayon de condensation dans le temps (droite) en gravité terrestre

Chen et Mayinger (1992) ont réalisés des expériences en utilisant les méthodes d'interférométrie afin de déterminer le nombre de Nusselt d'une bulle ascendante dans un liquide au repos. Ces

## CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONVECTIVE

expériences permettent d'obtenir une corrélation adimensionnelle (Équation 5.5) valable pour 300  $< \text{Re}_0 < 8000, 2 < \text{Pr} < 15, 1 < \text{Ja} < 80$ . Nous avons tracé le rayon de bulle expérimental recondensé juste après le détachement (la bulle se détache de la paroi et se recondense sur toute sa surface) et le rayon correspondant à la relation 5.5. A noter que la figure 5.14 ne présente que les premiers instants de la condensation de la bulle (Le courbe s'arrête à  $\text{R}^+(t^+ = 1) = 0.68$  qui correspond à la dernière image de bulle vue par la caméra : la bulle sort du champ de prise de vue.). Un écart maximal de 7% est observé entre les deux rayons. Dans notre situation, Ja = 10.9, Pr = 7.3 et Re\_0 = 3. Re\_0 de notre expérience n'appartient pas la gamme de mesure de Chen et Mayinger (1992) et correspond à des nombres de Reynolds de bulle de transition.

$$R^{+}(t) = \left[1 - 0.11Re_{0}^{0.7}Pr^{1/2}Ja^{-1}t^{+}\right]^{0.9}$$
(5.5)

où  $R^+$  est le rayon adimensionné de la bulle par le rayon initial à t=0, t<sup>+</sup> est un temps adimensionnalisé par le temps de condensation de la bulle vu par la caméra et  $Re_0$  le nombre de Reynolds de bulle a t<sup>+</sup>=0.



FIGURE 5.14 – Évolution du rayon recondensé après détachement

Les résultats expérimentaux en ébullition convective sont détaillés dans la section suivante.

#### 5.2.1.2.b Formation d'une bulle dans un écoulement cisaillé

La figure 5.15 montre la croissance et le détachement d'une bulle dans un canal horizontal et vertical avec écoulement (Re=1050).



FIGURE 5.15 – Croissance et détachement d'une bulle dans un écoulement cisaillé : horizontal (H)  $(t_c = 70 \text{ms})$  et vertical (V)  $(t_c = 30 \text{ms})$ 

Nous avons ensuite étudié l'effet de l'écoulement sur la croissance de bulle dans un canal horizontal. Différentes expériences ont été réalisées pour 4 valeurs de puissance (P1 = 0.030 W < P2 = 0.035 W < P3 = 0.040 W < P4 = 0.045 W) et 4 valeurs de vitesse de fluide (U<sub>l1</sub>= $0.02 < U_{l2}=0.03 < U_{l3}=0.05 < U_{l4}=0.069 \text{ m/s}$ ). Pour un canal vertical, les expériences sont réalisées à puissance Pu = 0.04 W. La vitesse de fluide est modifiée. Le sous-refroidissement augmente naturellement avec la vitesse de fluide. Nous allons étudier l'effet du sous-refroidissement, de la surchauffe et du nombre de Reynolds sur une bulle en croissance dans un écoulement cisaillé. Ensuite nous allons comparer la croissance d'une bulle sur une paroi horizontale et verticale dans un fluide au repos pour un même sous-refroidissement et une même surchauffe. Les expériences réalisées dans un canal horizontal et vertical dans un liquide au repos sont répertoriées dans les Tableaux 5.5 et 5.6 respectivement.

$\Delta T_{sub}$ (°C)	$\Delta T_p$	$U_l(m/s)$	Pu(W)
7-12	4-10	0	0.3-0.048
8-10	4-7	0.02	0.3-0.048
10 - 12.5	1-7	0.03	0.3 - 0.048
11-12	2-7	0.05	0.3 - 0.048
12 - 12.5	1-7	0.069	0.3 - 0.048

Tableau 5.5 – Paramètres d'étude en ébullition convective sur une paroi horizontale

$\Delta T_{sub}$ (°C)	$\Delta T_p$	$U_l(m/s)$	Pu (W)
8-12	1-6	0-0.07	0.04

Tableau 5.6 – Paramètres d'étude en ébullition convective sur une paroi verticale

L'évolution du rayon au détachement de la bulle en fonction du nombre de Jakob de sousrefroidissement et de surchauffe et du Reynolds est tracée sur la figure 5.16 et figure 5.17 sur une surface horizontale et verticale respectivement.

#### Canal horizontal :

A Puissance Pu constante, une variation de la vitesse de fluide fait augmenter naturellement la pression  $P_{liq}$  dans la boucle fluide. La température de saturation  $T_{sat}$  et donc le sous-refroidissement augmentent. Plus le Reynolds de l'écoulement augmente, plus les forces hydrodynamiques sont importantes. Le rayon au détachement diminue (figure 5.16d).

A vitesse de fluide  $U_l$  constante, si on augmente la puissance de chauffe, la surchauffe augmente. Le volume de la bulle augmente. L'énergie fournie à la bulle pour sa croissance est plus importante P4 > P1. Les conditions de température et de pression sont inchangées. Le rayon de la bulle augmente.

## Canal vertical :

A puissance Pu constante, le sous-refroidissement  $\Delta T_{sub}$  augmente (figure 5.17a) et la surchauffe  $\Delta T_p$  diminue avec le Reynolds. Plus la vitesse de fluide  $U_l$  est élevée, plus le liquide proche du dépôt d'ITO est refroidi. Le transfert de chaleur est plus efficace. La surchauffe  $\Delta T_p$  diminue. On observe une fois de plus une diminution du rayon au détachement  $R_{det}$  avec le  $Ja_{sub}$ . (On rappelle qu'augmenter la vitesse de fluide augmente naturellement la pression dans la boucle fluide.)



FIGURE 5.16 – Évolution du rayon au détachement en fonction du Jakob de sous-refroidissement (a) et du Jakob de surchauffe (b); Évolution du Jakob de surchauffe en fonction du Jakob de sous-refroidissement (c); Évolution du rayon au détachement en fonction du Reynolds (d) sur une surface horizontale.



FIGURE 5.17 – Évolution du rayon au détachement en fonction du Jakob de sous-refroidissement (a) et du Jakob de surchauffe (b) et de Reynolds (c) sur une surface verticale.

# 5.2.1.2.c Effet de la vitesse et de la puissance sur la croissance d'une bulle dans un canal horizontal

L'effet de la vitesse et de la puissance sur les paramètres caractéristiques de la bulle sont présentés dans ce paragraphe. Les conditions des expériences sont répertoriées dans le tableau 5.7. Commençons dans un premier temps par comparer la hauteur h et les positions du centre de gra-

Expérience	$T_{liq}$ (°C)	$T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$\Delta T_{sub}$ (°C)	$\Delta T_p (^{\circ}\mathrm{C})$	$U_l(m/s)$	Pu (W)
$U_2 P_2$	29.1	39.4	42.6	10.3	3.2	0.036	0.035
$U_2 P_3$	28.8	39.9	44.1	10.8	5.0	0.036	0.042
$U_3 P_2$	30.1	40.6	43.0	12.9	2.4	0.050	0.035
$U_3 P_3$	29.5	40.5	44.4	11.0	3.9	0.050	0.042

Tableau 5.7 – Conditions expérimentales dans un écoulement cisaillé pour deux puissances de chauffe et deux vitesses de fluide

vité de la bulle présentées sur la figure 5.18 dans les quatre cas.

Dans les quatre expériences présentées, nous remarquons que la hauteur au détachement h est égale à la moitié du rayon équivalent  $R_{eq}$ . La composante  $x_G$  du centre de gravité caractérise l'inclinaison de la bulle dans l'écoulement (Pour U2 =0.036m/s,  $x_G$  augmente avec la puissance (figure 5.18 a et b)) mais permet aussi de détecter le glissement de la bulle (Pour U3=0.05m/s, une rupture de pente indique le moment ou la bulle commence à glisser (figure 5.18 c et d)). On remarque également que pour une même puissance (figure 5.18 a et c) ou (figure 5.18 b et d)), la bulle ne glisse qu'à fortes vitesses de fluides. La puissance ne joue pas un rôle majeur dans le glissement de la bulle. La vitesse de fluide peut être un critère de glissement de la bulle. La composante  $y_G$  du centre de gravité suit l'évolution du rayon équivalent dans les quatre expériences. La bulle a une forme proche d'une sphère tronquée.

L'évolution des rayons équivalent de la bulle et au pied de bulle est présentée sur la figure 5.19 et des angles de contact sur la figure 5.20.

#### A vitesse constante :

L'augmentation de la puissance (P<sub>3</sub> > P<sub>2</sub>) entraîne une surchauffe de la paroi plus importante (de 3.2°C à 5°C pour U<sub>2</sub> et de 2.4°C à 3.9°C pour U<sub>3</sub>). L'énergie fournie pour la formation de la bulle est plus importante : la croissance est plus rapide. Le rayon de la bulle augmente (R<sub>eqU2P2</sub> < R<sub>eqU2P3</sub> et R<sub>eqU3P2</sub> < R<sub>eqU3P3</sub>). Pour les deux puissances de chauffe, nous observons une augmentation des angles de contact (figure 5.20) et une diminution du rayon au pied de bulle (figure 5.19 gauche). t<sub>cU2P2</sub> = 129ms et t<sub>cU2P3</sub> = 40ms. Pour la puissance P3, la bulle croît environ quatre fois plus vite et n'a pas le temps de s'étaler (r<sub>fU2P2</sub> > r<sub>fU2P3</sub>). Nous retrouvons également ce résultat pour les deux valeurs de puissance au moment du détachement (t/t<sub>c</sub>=1).

#### A puissance constante :

L'augmentation de la vitesse de fluide  $(U_3 > U_2)$  entraîne une augmentation des forces hydrodynamiques : le rayon de la bulle diminue  $(R_{eq_{U_2P_2}} > R_{eq_{U_3P_2}}$  et  $R_{eq_{U_2P_3}} > R_{eq_{U_3P_3}})$  et de l'hystérésis d'angle de contact augmente (figure 5.20). L'écoulement déforme la bulle et incline de plus en plus

## CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONVECTIVE

la bulle dans sa direction. Pour une puissance P2=0.036W, le temps de croissance diminue avec la vitesse ( $t_{cU_2P_2} = 129ms$  et  $t_{cU_3P_2} = 67ms$ ). Dans le chapitre 4 section 4.4.3, une expression de l'allongement dépendant du temps de croissance a été obtenue dans le cas de l'injection d'une bulle d'air dans un écoulement cisaillé. Ce résultat sur le rayon au pied de bulle est donc plausible. En revanche, déterminer une expression de l'allongement au sol semble être difficile. Beaucoup de paramètres doivent être pris en compte : le gradient de vitesse déformant la bulle, l'hystérésis d'angle de contact et maintenant la puissance de chauffe.



FIGURE 5.18 – Évolution des paramètres géométriques de la bulle : (a)  $U_2 = 0.036m/s P_2=0.035W t_c = 129ms$ ; (b)  $U_2 = 0.036m/s P_3=0.042W t_c = 40ms$ ; (c)  $U_3 = 0.05m/s P_2=0.035W t_c = 67ms$ ; (d)  $U_3 = 0.05m/s P_3=0.042W t_c = 35ms$ 



 $\begin{array}{l} \mbox{FIGURE 5.19-\acute{E}volution du rayon au pied de bulle (gauche) et du rayon au détachement de la bulle (droite) : U_2 = 0.036 m/s \ P_2 = 0.035 W ; U_2 = 0.036 m/s \ P_3 = 0.042 W ; U_3 = 0.05 m/s \ P_2 = 0.035 W ; U_2 = 0.036 m/s \ P_3 = 0.042 W ; U_3 = 0.05 m/s \ P_3 = 0.042 W \\ \end{array}$ 



FIGURE 5.20 – Évolutions des angles d'avancée et de reculée pendant la croissance de la bulle U<sub>2</sub> =  $0.036m/s P_2=0.035W$ ; U<sub>2</sub> =  $0.036m/s P_3=0.042W$ ; U<sub>3</sub> =  $0.05m/s P_2=0.035W$ ; U<sub>3</sub> =  $0.05m/s P_3=0.042W$ 

#### 5.2.1.2.d Comparaison des résultats dans un canal horizontal et vertical

Les conditions expérimentales sont présentées dans le Tableau 5.8 dans les mêmes conditions de surchauffe et de sous-refroidissement. Les évolutions des paramètres géométriques de la bulle sont tracées sur la figure 5.21 et 5.22.

Configuration	$\mathbf{P}_{liq}$ (bar)	$\Delta T_{sub}$ (°C)	$\Delta T_p (^{\circ}\mathrm{C})$	$U_l(m/s)$	Pu (W)
Canal horizontal	1.25	12.60	5.30	0.035	0.041
Canal vertical	1.50	12.10	4.00	0.032	0.042

Tableau 5.8 – Conditions expérimentales dans un écoulement cisaillé

Les évolutions des paramètres géométriques (h,  $x_G$ ,  $y_G$ ,  $R_{eq}$ ,  $r_f$ ) sont identiques aux cas présentés dans la section 5.2.1.1.  $R_{eq_H} > R_{eq_V}$  et  $r_{f_H} > r_{f_V}$  (figure 5.21). Aux premiers instants de la croissance, les effets hydrodynamiques et de gravité sont faibles : les angles de contact sont identiques. Ensuite, les effets hydrodynamiques et de gravité augmentent : l'hystérésis d'angle de contact  $H_d$  augmente et atteint  $H_{d_H} = 5^{\circ}$  pour un canal horizontal et  $H_{d_V} = 8^{\circ}$  pour un canal vertical (figure 5.22 gauche). Une rupture de pente en canal vertical est observée à  $\frac{t}{t_c}$ =0.8 qui correspond au glissement de la bulle sur la paroi ( $x_A$  et  $x_R$  se déplace simultanément) : l'hystérésis  $H_d$  diminue (figure 5.22 droite). Dans la configuration horizontale, la ligne triple se déplace seulement à l'aval.



FIGURE 5.21 – Évolution des paramètres de la bulle : les composantes horizontale  $x_G$  et verticale  $y_G$  du centre de gravité, le rayon au pied de bulle  $r_f$  dans un écoulement cisaillé (canal horizontal (gauche) et vertical (droite)).



FIGURE 5.22 – Comparaison des angles de contact (gauche) et de la position de la ligne triple (droite) dans un canal horizontal ( $t_c = 70$ ms) et vertical ( $t_c = 30$ ms)

# Évolution des angles de contact et des positions de la ligne triple pour plusieurs vitesses de fluide

L'évolution des angles de contact et des positions amont et aval de la ligne triple sont tracées sur la figure 5.23a et 5.23b dans les deux cas (horizontal et vertical). Pour  $U_{l_1}=0.02 \text{ m/s}$  et  $U_{l_3}=0.03 \text{ m/s}$ , on observe une dissymétrie des angles d'avancée et de reculée. L'hystérésis est plus marquée pour un canal horizontal que pour un canal vertical (Horizontal :  $H_d(U_{l_1})=7^\circ$  et  $H_d(U_{l_2})=15^\circ$ ; Vertical :  $H_d(U_{l_1})=6^\circ$  et  $H_d(U_{l_2})=9^\circ$ ). Les bulles étant plus petites dans le cas vertical, il est plus difficile de déformer et d'incliner la bulle malgré le fait que la force d'Archimède ait tendance à incliner la bulle le long de la paroi. Si on augmente la vitesse de fluide, l'hystérésis d'angle de contact  $H_d$  augmente. Or, pour des nombres de Reynolds Re supérieurs à 2000, le rayon de la bulle est petit, l'angle d'avancée et de reculée sont très proches. L'hystérésis d'angle diminue. Dans un canal horizontal, pour de faibles vitesses ( $U_{l_1}$  et  $U_{l_2}$ ), en début de croissance, la bulle croît axisymétriquement. Puis, la bulle s'accroche à l'amont  $x_R$  et croît à l'aval  $x_A$  jusqu'au détachement (figure 5.23c). Un changement radical de pente est constaté pour des vitesses de fluide plus élevées ( $U_{l_3}$ et  $U_{l_4}$ ) dû au glissement de la bulle sur la paroi juste avant le détachement. Dans un écoulement vertical ascendant, ce changement de pente est observé dès les petites vitesses (figure 5.23d) : la bulle glisse avant de se détacher.



FIGURE 5.23 – Évolution des angles de contact sur une surface horizontale (a) et verticale (b); Évolution des positions d'avancée et de reculée sur une surface horizontale (c) et verticale (d). (U<sub>l1</sub>=0.02 m/s < U<sub>l2</sub>=0.03 m/s < U<sub>l3</sub>=0.05 m/s < U<sub>l4</sub>=0.069 m/s)

## 5.2.2 Expériences en microgravité

Pour l'étude de l'ébulition en microgravité, nous avons embarqué l'expérience BIOMAN (Première campagne de vols paraboliques) et BIOMAN +RUBI (Deuxième campagne de vols paraboliques) dans l'A310 Zero-G. La première campagne nous a permis d'effectuer des améliorations et des réglages pour la deuxième campagne de vols paraboliques (BIOMAN +RUBI). Nous avons pu extraire de ces deux campagnes, une cartographie de détachement de bulles liant le nombre de Jakob de sous-refroidissement  $Ja_{sub}$  et le nombre de Reynolds Re et des premiers résultats en microgravité avec la cellule d'essai RUBI.

#### 5.2.2.1 Cartographie de détachement de bulles

Lors des expériences en microgravité, seul l'écoulement va permettre de détacher les bulles. Si le sous-refroidissement est trop important, la taille de la bulle reste réduite et les forces hydrodynamiques trop faibles pour la détacher. Sur de nombreux essais réalisés lors de la première campagne la bulle ne se détachait pas. Nous avons donc établi une cartographie du détachement des bulles afin de choisir les gammes de paramètres adéquats pour l'expérience RUBI à bord de l'ISS. Les points expérimentaux présentés sur la cartographie (figure 5.24) ont été obtenus durant les deux campagnes de vols paraboliques en Octobre 2015 (PFC 119), et en Avril 2016 (PFC 121). Pendant le vol, la pression cabine est inférieure à la pression atmosphérique. La pression dans la boucle fluide peut-être contrôlée de 0.9-1.2 bar. Malgré, une pression cabine faible, il est difficile de se rapprocher de la saturation sans faire caviter la pompe, le sous-refroidissement minimal atteint est de 4°. Les petites valeurs de Reynolds sont limitées par la saturation de la pompe à petits débits pendant les périodes de 2g. Sur 186 paraboles effectuées, un peu plus d'un tiers des données sont inexploitables dû à un dysfonctionnement technique ou à la cavitation de la pompe (lorsque l'on essayait de se rapprocher de la saturation) : le débit de fluide n'était plus constant. Ces limitations ne permettent pas de couvrir toute la gamme de nombre de Reynolds.

• Pour des nombres de Reynolds 700 < Re < 1500 :

- Si  $\Delta T_{sub} \leq 8^{\circ}$ C, la bulle va se détacher grâce aux effets hydrodynamiques.

- Si 8°C <  $\Delta T_{sub}$  < 9°C, il semblerait que l'on soit dans une zone de transition. Trois situations peuvent apparaître : soit la bulle reste attachée à la paroi, soit elle croît, reste accrochée, puis se détache due à la coalescence de celle-ci avec la nouvelle bulle initiée, soit elle se détache.

- Si  $\Delta T_{sub} \ge 9^{\circ}$ C, le sous-refroidissement est trop élevé : un équilibre est atteint entre la vaporisation et la recondensation. La bulle atteint son volume maximal et reste accrochée à la paroi.

• Pour des nombres de Reynolds 1500 < Re < 2600 :

Les forces hydrodynamiques sont plus importantes et permettent le détachement des bulles pour des sous-refroidissements plus importants.

CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONVECTIVE



FIGURE 5.24 – Cartographie de détachement de bulle en microgravité. BD : Bulle Détachée ; BND : Bulle Non Détachée

## 5.2.2.2 RUBI

Nous allons maintenant comparer les résultats expérimentaux en gravité terrestre en configuration horizontale et en microgravité effectués dans la cellule RUBI dans les conditions expérimentales du tableau 5.9.

Re	$U_l(m/s)$	$T_{liq}(^{\circ}C)$	$T_p(^{\circ}C)$	$T_{ext}(^{\circ}C)$	$T_{sat}(^{\circ}C)$	$\Delta T_{sub}(^{\circ}\mathrm{C})$	$P_1(bar)$	Pu(W)	$g(m/s^2)$
1051	0.034	27.7	39.1	25.6	35.0	7.2	1.00	0.040	$\mu G$
1485	0.048	28.8	37.6	26.2	35.9	7.1	1.03	0.033	$\mu G$
2072	0.067	28.4	40.4	26.5	38.0	9.5	1.11	0.049	$\mu G$
1020	0.033	29.0	39.2	27.6	36.0	7.0	1.03	0.041	G
1485	0.048	28.9	39.6	27.5	36.4	7.5	1.05	0.04	G
2258	0.073	29.1	39.7	27.6	38.3	9.2	1.12	0.051	G

Tableau 5.9 – Conditions expérimentales au sol et en microgravité

Quelques images de bulles en croissance dans un écoulement cisaillé au sol et en microgravité sont présentées sur les figures 5.25 et 5.26. Nous avons essayé de réaliser les expériences au sol et en microgravité avec les mêmes paramètres : vitesse de fluide, surchauffe, sous refroidissement... L'évolution du rayon au détachement  $R_{det}$  en fonction du sous refroidissement  $\Delta T_{sub}$  et du nombre de Reynolds Re est présenté sur la figure 5.27. La microgravité a pour conséquence de modifier la longueur capillaire qui évolue de 0.956 mm en 1g pour du HFE7000 à 30 mm en microgravité ( $10^{-2}$ g). Le rayon de détachement de la bulle de vapeur augmente. C'est ce qui est observé sur la figure 5.27. Dans les mêmes conditions expérimentales ( $\Delta T_{sub_G} \approx \Delta T_{sub_{\mu G}}$ ;  $\text{Re}_G \approx \text{Re}_{\mu G}$ ;  $\Delta T_{sur_G}$ 



FIGURE 5.25 – Croissance d'une bulle de vapeur en gravité terrestre (t<sub>c</sub> = 65ms) et microgravité (t<sub>c</sub> = 160ms) Re<sub>1</sub> = 1020-1051



FIGURE 5.26 – Croissance d'une bulle de vapeur en gravité terrestre ( $t_c = 86ms$ ) et microgravité ( $t_c = 147ms$ ) pour Re<sub>2</sub> = 1485

 $\approx \Delta T_{sur_{\mu G}}$ ),  $R_G < R_{\mu G}$ . Seuls les effets hydrodynamiques interviennent dans le détachement de la bulle en microgravité.

Par la suite, nous nous sommes intéressés aux évolutions de la hauteur h, de la position du centre de gravité  $x_G$  et  $y_G$ , des angles de contact  $\alpha$  et  $\beta$ , des positions de la ligne triple à l'aval  $x_A$  et à l'amont  $x_R$  et des rayons équivalent  $R_{eq}$  et au pied de bulle  $r_f$  pour deux nombres de Reynolds :  $Re_1 \approx 1020\text{-}1051$  et  $Re_2=1485$ . Au sol, la composante verticale du centre de gravité  $y_G$  reste inférieure et suit l'évolution du rayon équivalent  $R_{eq}$  de la bulle (figure 5.28). En microgravité, cette composante est légèrement inférieure au rayon équivalent due à l'absence de gravité. La composante horizontale  $x_G$  du centre de gravité caractérise l'inclinaison de la bulle dans l'écoulement causé par les forces hydrodynamiques et la gravité au sol. En microgravité, seules les forces hydrodynamiques provoquent l'inclinaison de celle-ci.

La bulle en gravité terrestre étant plus petite, il est plus difficile de la déformer. En effet, pour de faibles nombres de Reynolds (Re<sub>1</sub>), les effets hydrodynamiques ne sont pas suffisants pour créer de l'hystérésis d'angle de contact (figure 5.29 gauche). Pour Re<sub>2</sub>, les effets hydrodynamiques deviennent plus importants et inclinent la bulle dans la direction de l'écoulement. La symétrie d'angles de contact est brisée ( $H_d = 7^\circ$ ). En microgravité, l'hystérésis d'angle de contact est perceptible pour



FIGURE 5.27 – L'évolution du rayon au détachement  $R_{det}$  en fonction du sous refroidissement  $\Delta T_{sub}$  (gauche) et du nombre de Reynolds Re (droite)



FIGURE 5.28 – Évolutions de la hauteur h, de la position du centre de gravité  $x_G$  et  $y_G$ , du rayon au pied de bulle  $r_f$  et du rayon équivalent  $R_{eq}$  au sol (gauche) et en microgravité (droite) pour Re = 1020-1051; les mêmes évolutions sont observées pour Re=1425

de faibles nombres de Reynolds ( $H_d = 5-6^{\circ}$  pour  $Re_1$ ) et atteint  $H_d = 10^{\circ}$ pour  $Re_2$  (le rayon de la bulle étant plus grand).



FIGURE 5.29 – Évolution des angles de contact pour Re<sub>1</sub>  $\approx$  1020-1051 (gauche) et Re<sub>2</sub>=1485 (droite)

Nous avons ensuite analysé le mouvement de la ligne de contact pendant la croissance en microgravité et en gravité terrestre (figure 5.30). Dans les deux cas, la ligne triple est accrochée à la position  $x_R$ . La ligne de contact avance selon  $x_A$ , la bulle grossit alors avec une ligne triple mobile à l'aval jusqu'au détachement (en gravité terrestre) et jusqu'au glissement (en microgravité). Un changement de pente brusque est observé sur les positions de la ligne à l'amont et à l'aval dû au glissement de la bulle avant son détachement.

La bulle passe par différentes phases pendant sa croissance présentée sur la figure 5.31 :

- La nucléation : le germe présent dans le site de nucléation permet de nucléer la bulle.

- La croissance : le bulle croît jusqu'au glissement de la bulle

- Le glissement : La bulle continue de croître car elle est toujours en contact avec la paroi chauffée

- Le détachement : la ligne triple se rétracte, le rayon au pied de bulle diminue, la bulle se détache. - La recondensation : En se détachant, le rayon de la bulle diminue. La température autour de la bulle se rapproche de plus en plus de la température  $T_{liq}$ . Plus la bulle s'éloigne de la paroi, plus la température diminue et plus la bulle se recondense. La bulle se recondense plus rapidement au sol qu'en microgravité car elle s'éloigne perpendiculairement à la paroi et sort de la couche limite thermique.

CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONVECTIVE



FIGURE 5.30 – Évolution des positions amont et aval de la ligne triple pour  $\text{Re}_1 \approx 1020\text{-}1051$  (gauche) et  $\text{Re}_2=1485$  (droite)



FIGURE 5.31 – Évolution des rayons équivalents et des rayons au pied de bulle pour  $\text{Re}_1 \approx 1020\text{-}1051$  (gauche) et  $\text{Re}_2=1485$  (droite)

## 5.3 Forces agissant sur une bulle

## 5.3.1 Fluide au repos

Le bilan des forces dans un liquide au repos sur une paroi horizontale et verticale est étudié dans cette partie. Les différentes forces statiques et hydrodynamiques agissant sur une bulle attachée à la paroi ont été évaluées dans le chapitre 4. Nous utilisons les expressions des forces statiques précédemment validées pour une bulle injectée dans un liquide au repos.



FIGURE 5.32 – Représentation des forces agissant sur paroi horizontale (gauche) et verticale (droite)

Nous allons considérer que la croissance de la bulle est quasi-statique. Pour une bulle de vapeur en croissance sur une paroi horizontale sans écoulement (figure 5.32 gauche), le bilan des forces est le même que dans la section 4.3.1. La force d'Archimède et la force de pression de contact agissent en faveur du détachement alors que la force capillaire garde la bulle accrochée à la paroi. Le bilan est vérifié comme le montre la figure 5.33 ce qui confirme que la croissance est bien quasi-statique.

Pour une bulle de vapeur en croissance quasi-statique sur une paroi verticale sans écoulement (figure 5.32 droite), le bilan des forces suivant les deux axes s'écrit :

$$F_B + F_{Cx} = 0 \tag{5.6}$$

$$F_{Cy} + F_{CP} = 0 (5.7)$$

Dans la direction parallèle à la paroi, la force d'Archimède agit en faveur du détachement de la bulle contre la force capillaire. Dans l'autre direction, la force capillaire compense la force de pression de contact. Le bilan des forces dans la direction parallèle à la paroi s'écrit :

$$(\rho_l - \rho_g)v_b g - 1.25 * 2r_f \gamma_l \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin(\beta) + \sin(\alpha)) = 0$$
(5.8)



FIGURE 5.33 – Bilan des forces sur une bulle de vapeur sur une paroi horizontale ( $t_c = 33ms$ )

Dans la direction perpendiculaire à la paroi, le bilan devient :

$$\frac{2S\gamma_l}{R} - S\rho_l gh - 2r_0\gamma_l \frac{\pi}{(\alpha - \beta)}(\cos(\beta) - \cos(\alpha)) - 2\gamma_l \Delta Lsin(\frac{\alpha + \beta}{2}) = 0$$
(5.9)

La figure 5.34 montre les évolutions des différentes forces agissant sur une bulle de vapeur en croissance sur une paroi verticale. On peut distinguer deux phases :

- croissance très rapide de bulle car la paroi est verticale : le bilan des forces est bouclé dans les deux directions dans l'intervalle  $\frac{t}{t_c} = [0 \ 0.45]$ 

- glissement de la bulle : la somme totale des forces n'est plus vérifiée dans la direction parallèle à la paroi dans l'intervalle  $\frac{t}{t_c} = [0.45 \ 1]$ . La bulle glisse et subit une accélération seulement dans la direction parallèle à la paroi. Le glissement de la bulle fait apparaître deux forces hydrodynamiques : la force de masse ajoutée et la force de trainée. La force de masse ajoutée intervient au moment du glissement, la bulle continue de grossir (la bulle est toujours en contact avec la paroi chauffée). Le liquide environnant est mis en mouvement par le glissement et le grossissement simultané de la bulle. Juste avant le détachement, il n'y a plus de variation de volume, la bulle s'éloigne de la paroi chauffée, les forces de masse ajoutée sont négligeables. L'accélération de la bulle lors du glissement fait apparaître la force de trainée. Cette dernière est basé sur la vitesse du centre de gravité de la bulle. Dans la direction perpendiculaire à la paroi, la bulle ne subit pas d'accélération. Le glissement est repéré par une diminution de la force de pression de contact et des forces capillaires à  $\frac{t}{t_c}=0.45$ (figure 5.34 droite).



FIGURE 5.34 – Bilan des forces sur une bulle de vapeur sur une paroi verticale ( $t_c = 32ms$ )

#### 5.3.1.1 Modèle de détachement : surface horizontale en gravité normale

Nous allons utiliser le travail effectué dans le chapitre 4 section 4.2 pour déterminer le rayon au pied de bulle au détachement et ainsi déduire le rayon au détachement. Pour cela, nous avons comparé les volumes et les hauteurs de sphère tronquée et expérimentaux (figure 5.35) dans les conditions expérimentales du tableau 5.3 pour un canal horizontal. La bulle étant très petite (0.22 mm : Bo =0.055), sa déformation est minime. Le volume expérimental suit le volume de la sphère tronquée pendant toute la croissance. La hauteur expérimentale est proche de la hauteur de sphère tronquée à 10%. Nous allons assimiler la bulle à une sphère tronquée.

Pour une surface horizontale dans un liquide au repos, les solutions de l'équation 4.11 sont valables. Contrairement au cas de bulles d'air injectées dans de l'eau, les bulles de vapeur sont plus petites. La transition entre les deux solutions  $r_{f_{-}}^+$  et  $r_{f_{+}}^+$  est inexistante. Le volume de transition est très supérieur au volume expérimental de la bulle  $(v_{b_{trans}} \gg v_{b_{exp}})$ . Aucune augmentation de l'angle de contact est constatée (figure 5.6 gauche) et le minimum n'est peut être pas atteint. La solution au détachement du rayon au pied de bulle est donc  $r_{f_{\perp}}^+$ . Au vu des expériences réalisées sans écoulement, l'angle de contact au détachement semble être indépendant du sous refroidissement et constant égale à  $32^{\circ}\pm4^{\circ}$ . En considérant la bulle sous la forme d'une sphère tronquée et en imposant l'angle de contact au détachement à  $32^{\circ}$  dans la solution  $r_{f_+}^+$ , on obtient le rayon au pied de bulle de la sphère tronquée  $r_{f_{ST}} = r_s \sin(\alpha)$ . La figure 5.36 montre l'évolution du rayon au pied de bulle et du rayon de la bulle au détachement en fonction de sous-refroidissement. Nous comparons ces rayons calculés à partir de  $r_{f_+}^+$  et les rayons expérimentaux au détachement. Les résultats sur le rayon au pied de bulle sont en bon accord au maximum à 25% près. Cette erreur est due à l'incertitude de mesure sur l'angle de contact au détachement qui induit déjà 10% d'erreur sur la valeur du rayon au pied de bulle et aux erreurs sur la hauteur (2% d'erreur) et le volume (8% d'erreur). A partir de ces valeurs de rayons au pied de bulle, nous déduisons le volume au détachement et donc le rayon au détachement de la bulle (figure 5.36 droite). Malgré les 25% d'erreur sur le pied de bulle, nous

CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.3. FORCES AGISSANT SUR UNE BULLE CONVECTIVE



FIGURE 5.35 – Comparaison des volumes et des hauteurs de sphère tronquée et expérimentaux

obtenons seulement 5% d'erreur entre la valeur trouvée expérimentalement et la valeur calculée. Comme décris dans la section 4.2, ce modèle n'est pas prédictif. Le calcul du rayon au pied de bulle est déterminé en fonction du rayon au détachement expérimental. La connaissance de  $r_f$  permettrait d'obtenir un modèle prédictif pour un angle de contact au détachement donné. Une relation entre l'un de ces trois paramètres ( $r_s$ ,  $r_f$  et  $\alpha$ ) et le volume ou la hauteur est à déterminer.



FIGURE 5.36 – Évolution du rayon au pied de bulle (gauche) et du rayon de la bulle (droite) au détachement en fonction de sous-refroidissement

#### 5.3.2 Régime convectif

Nous utilisons les expressions des forces statiques et hydrodynamiques précédemment validées dans le chapitre 4. Pendant sa croissance, la bulle s'incline dans la direction de l'écoulement. Les angles de contact à l'avancée et à la reculée se dissymétrisent dûs aux effets hydrodynamiques. Le bilan des forces s'écrit dans les deux directions :

$$F_{Bx} + F_{Cx} + F_D = 0 (5.10)$$

$$F_{By} + F_{Cy} + F_{CP} + F_L = 0 (5.11)$$

Sans gravité g=0, le bilan devient :

$$F_{Cx} + F_D = 0 (5.12)$$

$$F_{Cy} + F_{CP} + F_L = 0 (5.13)$$

Nous exposons seulement le bilan des forces effectués avec la cellule RUBI. Nous avons simulé le profil de vitesse dans la section d'essai RUBI pour obtenir la vitesse de fluide au centre de gravité de la bulle. Le profil Ebert et Sparrow (1965) dans un canal rectangulaire est utilisé (qui est en accord avec les simulations numériques).

Dans la section 4.4.1, nous avons déterminé un coefficient de trainée valable pour des nombres de Reynolds de bulle intermédiaire  $\text{Re}_B = [40\text{-}300]$ . Le coefficient de portance n'a pas été déterminé par manque de précision : la force de portance était trop faible quel que soit le coefficient utilisé (coefficient extrait de la littérature ou coefficient extrait du bilan des forces). L'absence de gravité permettrait de mieux modéliser les forces hydrodynamiques et notamment le coefficient de portance. Nous allons essayer de déterminer le coefficient de portance en gravité réduite. Les forces hydrodynamiques et la pression de contact sont les forces en faveur du détachement. La force capillaire est la seule force maintenant la bulle à la paroi.

#### 5.3.2.1 Coefficient de trainée

Lorsque la vitesse de fluide augmente, la bulle commence à s'allonger. Cet allongement est moins important en ébullition qu'en injection. La bulle étant plus petite, les nombres de Reynolds de bulle sont alors compris entre 1 et 20. La bulle garde une forme quasi-sphérique (forme de sphère tronquée) pendant sa croissance. Nous avons utilisé les expressions de la force capillaire (Équation 4.35) validées dans la section 4.3.2.2. Le coefficient de trainée utilisé est le même que dans la section 4.4.1 :

$$C_D = 27Re^{-0.65}$$

Le bilan des forces dans la direction perpendiculaire à la paroi sur une surface horizontale en gravité terrestre et en microgravité pour un nombre de Reynolds Re = 1020-1051 est tracé sur la figure 5.37. Dans ce cas précis, la bulle en croissance met en mouvement le fluide et fournit une accélération au fluide. Les forces d'inertie du liquide, incluant la force de Tchen et la masse ajoutée ne sont plus négligées et ajoutées au bilan des forces :

$$F_{Ix} = -(1 + C_{MA1x})\rho_l \frac{dv_b(t)(U_b - U_l)}{dt}$$
(5.14)

(5.15)

## CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.3. FORCES AGISSANT SUR UNE BULLE CONVECTIVE

Le bilan des forces est vérifié avec ce coefficient de trainée (cf figure 5.37) jusqu'au glissement de la bulle.



FIGURE 5.37 – Bilan des forces effectué dans la direction parallèle à la paroi appliqué sur une bulle en croissance au sol (gauche  $t_c = 65ms$ ) et en microgravité (droite  $t_c = 160ms$ ) (pour Re = 1020-1051)



FIGURE 5.38 – Comparaison de la force d'inertie donnée par l'équation 5.15 et la différence des forces de traînée et capillaire mesurée expérimentalement au sol (gauche) et en microgravité (droite)

Nous avons ensuite comparé la force d'inertie du liquide donnée par l'équation 5.15 et la différence des forces de traînée et capillaire mesurées expérimentalement au sol et en microgravité (figure 5.38). L'écart trouvé entre la théorie et l'expérience étant très faible, l'expression 5.15 semble être une bonne modélisation de la force d'inertie dans notre cas. Une augmentation de la force de traînée est observée due à l'accélération et au mouvement du fluide au voisinage de la bulle. A  $t/t_c=0.7$ , la force d'inertie diminue drastiquement. La vitesse de la bulle augmente : l'écart relatif entre les vitesses de la bulle et du fluide diminue.

#### 5.3.2.2 Coefficient de portance

Les forces d'inertie et de portance restent faibles dans cette direction ( $F_{Iy} + F_{Ly} \simeq 10^{-8}$  N). Le bilan des forces perpendiculairement à la paroi est tracé sur la figure 5.40 en gravité normale et microgravité dans les mêmes conditions expérimentales. En gravité normale, nous avons considéré le pied de bulle circulaire : le bilan des forces est vérifié 5.40 gauche. En microgravité, la figure 5.39 montre que le rayon au pied de bulle est plus important et semble s'allonger. L'allongement de la bulle est alors pris en compte dans le calcul des forces capillaires et de pression de contact. Cet allongement correspond à la différence de rayon au pied de bulle en gravité normal et en microgravité (figure 5.39). La force d'Archimède résiduelle correspondant à la microgravité est également très faible ( $F_B \simeq 10^{-10} \ll F_C \simeq 10^{-6}$ ). La force de pression de contact compense la force capillaire dans cette direction. Le bilan est aussi vérifié. Même en l'absence de gravité, le coefficient de portance est faible et du même ordre de grandeur que les coefficients théoriques présentés dans le chapitre 1. Le bilan des forces est satisfait sans prendre en compte les forces d'inerties et la force de portance 1.6.2.2. La force de portance est environ 50 fois plus petite que la force capillaire. Déterminer une expression du coefficient de portance avec précision est une fois de plus difficile.



FIGURE 5.39 – Comparaison des rayons au pied de bulle au sol et en microgravité

CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.3. FORCES AGISSANT SUR UNE BULLE CONVECTIVE



FIGURE 5.40 – Bilan des forces dans la direction perpendiculaire à la paroi au sol (gauche  $t_c = 65ms$ ) et en microgravité (droite  $t_c = 160ms$ ) (pour Re = 1020-1051)

## 5.3.2.3 Modèle de détachement

Nous avons vu dans le chapitre 2 section 4.4.3 que l'allongement dépend du gradient de vitesse de l'écoulement, de l'hystérésis d'angle et du temps de croissance. En ébullition, cet allongement dépend également de la surchauffe à la paroi. Une augmentation de la vitesse de fluide entraîne une augmentation de la pression dans la boucle fluide et donc de la température de saturation. La surchauffe à la paroi est modifiée. Dans nos expériences, nous imposons une puissance de chauffe et mesurons la surchauffe seulement pendant le traitement de données. Il est ainsi difficile d'opérer à surchauffe constante comme le montre les figures 5.41 et 5.42. Pour une surchauffe et une vitesse données, le rayon au pied de bulle est supérieur en microgravité. Cela est cohérent avec les résultats trouvés dans les paragraphes précédents. Les mesures de l'allongement en microgravité sont réalisées par comparaison avec le rayon mesuré au sol dans les mêmes conditions ( $U_l, \Delta T_p, \Delta T_{sub}$ ) (section 5.3.2. Contrairement à l'injection de bulles d'air où l'on observait une diminution et augmentation des angles de contact à la reculée et à l'avancée avec la vitesse de fluide, aucune tendance est observée en ébullition (figure 5.42). Pour une surchauffe donnée, nous n'avons pas assez de points pour déterminer une expression de l'allongement en fonction de la vitesse de fluide au sol et en microgravité.

Pour pouvoir établir un modèle prédictif, il faudrait étudier l'allongement de la bulle en fonction de la vitesse de fluide à surchauffe constante en réalisant les mêmes expériences au sol et en microgravité.

Nous allons maintenant effectuer un bilan thermique complet sur une bulle en croissance sur une paroi chauffée. Différents thermocouples ont été placés à des endroits stratégiques du dispositif expérimental :  $T_{liq}$  la température de liquide proche du site de nucléation,  $T_{ext}$  la température de la paroi extérieure du générateur de bulles. La température de la paroi (du dépôt) est obtenue



FIGURE 5.41 – Évolution du rayon au pied de bulle au détachement en fonction de la vitesse de fluide (gauche) et de la surchauffe (droite)



FIGURE 5.42 – Évolution des angles de contact de bulle au détachement en fonction de la vitesse de fluide (gauche) et de la surchauffe (droite)

grâce à la relation établie section 2.2.4 entre la température et la résistance du dépôt. Nous allons effectuer un bilan thermique diphasique sur la bulle durant sa croissance jusqu'au détachement.

## 5.4 Bilan thermique diphasique

La plaque sur laquelle la nucléation est provoquée est à une température de paroi uniforme et constante égale à  $T_p$  supérieure à la température de saturation  $T_{sat}$ . Dues aux limitations de l'expérience (cavitation de la pompe pour des sous refroidissements < 5°C, saturation de la pompe à faibles vitesses de fluide), il est difficile de se rapprocher de la température de saturation. La température à l'infini de l'expérience appelé  $T_{liq}$  est inférieure à  $T_{sat}$ .

Le générateur de bulles est alimenté en permanence. L'écoulement est pleinement développé. Juste après le détachement de la bulle, le liquide proche du site de nucléation commence à développer une couche limite thermique. Lorsque le germe est activé, une bulle est initiée et refroidit rapidement le liquide à proximité. Après le détachement de la bulle, la couche limite thermique se développe de nouveau.

L'énergie délivrée par le générateur de bulles est transmise au verre par conduction  $(Q_{cond})$ , au liquide par convection  $(Q_{conv})$  et pour la vaporisation de la bulle  $(Q_{vap})$ . Pendant la croissance de la bulle, l'énergie nécessaire au changement de phase  $(Q_{vap})$  est extraite de la paroi pour la création de la bulle : la micro-couche se vaporise. Le liquide surchauffé (dû également à l'énergie extraite de la paroi) proche de la paroi contribuent également à l'évaporation à l'interface de la bulle.

L'énergie générée par le générateur de bulles vaut :

$$Q_{BG} = \int_0^t P_{BG} dt \tag{5.16}$$

$$Q_{BG} = Q_{cond} + Q_{conv} + Q_{vap} \tag{5.17}$$

L'énergie nécessaire pour former une bulle de vapeur de volume  $v_b(t)$  vaut :

$$Q_{vap}(t) = \rho_b h_{lv} v_b(t) \tag{5.18}$$

où  $\rho_b$  est la masse volumique de la bulle,  $h_{lv}$  la chaleur latente de vaporisation et  $v_b$  le volume de la bulle. Le volume est calculé directement à partir du traitement d'images.

Dans nos expériences, le liquide est sous-refroidi. Deux situations peuvent alors se produire : - La bulle est entièrement dans la couche limite thermique saturée (i.e. la température au sommet de la bulle  $T_s \ge T_{sat}$  à chaque instant de sa croissance). L'équation 5.18 permet de calculer toute l'énergie requise pour la formation de la bulle.

- Une partie de la bulle dépasse la couche limite thermique saturée (i.e. la température au sommet de la bulle  $T_s \leq T_{sat}$  à chaque instant de sa croissance) : la bulle se recondense à l'interface. L'équation 5.18 n'est plus suffisante. Zuber (1961) calcule l'évolution théorique du rayon de la bulle si le liquide était à température de saturation. Nous allons donc comparer le volume extrait de l'expression proposée par Zuber (1961) et le volume expérimental. La différence de ces volumes permettra de calculer l'énergie nécessaire pour recondenser la bulle vaporisée.

L'énergie transférée par convection s'écrit :

$$Q_{conv} = S_{BG}h_c(T_p - T_{liq})\Delta t \tag{5.19}$$

La surface du dépôt étant chauffée en permanence les pertes par conduction sont très élevées. Ces pertes s'effectuent dans les trois dimensions. Nous déduirons ce flux de chaleur des autres flux :

$$Q_{cond} = Q_{BG} - Q_{conv} - Q_{vap} \tag{5.20}$$

Nous présentons dans un premier temps le bilan thermique sur une bulle dans un liquide au repos et enfin le bilan thermique en écoulement cisaillé.

## 5.4.1 Dans un fluide au repos

Considérons une paroi chauffée à la température  $T_p$  dans un liquide au repos ( $U_l = 0$  m/s) de température  $T_{liq}$  inférieure à la température de saturation  $T_{sat}$  (figure 5.43). Le transfert de chaleur de la paroi vers le fluide se fait par convection naturelle loin de la surface ( $Q_{conv}$ ) et par vaporisation de la microcouche ( $Q_{vap}$ ). Le transfert de chaleur de la paroi vers le substrat s'effectue par conduction ( $Q_{cond}$ ).

Nous étudions le bilan thermique d'une bulle dans les conditions suivantes :

Configuration	$P_{liq}$ (bar)	$T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$T_{liq}$ (°C)	Pu (W)
Canal horizontal	1.24	41.10	48.60	29.60	0.040

Γał	oleau	5.10	– Para	amètres	d	'étude	dans	$\operatorname{un}$	fluide	au	repos	5
-----	-------	------	--------	---------	---	--------	------	---------------------	--------	----	-------	---



FIGURE 5.43 – Bilan de transfert diphasique dans un liquide au repos
#### 5.4.1.1 Détermination du coefficient d'échange par convection

La détermination du coefficient d'échange par convection est le problème majeur à résoudre pour calculer le flux de chaleur par convection naturelle ou forcée.  $h_c$  dépend de nombreux paramètres : • caractéristiques du fluide,

- nature de l'écoulement,
- la température,
- la forme de la surface d'échange...

Dans les conditions de l'expérience, le nombre de Rayleigh vaut environ 33000. Pour une surface horizontale supérieure chauffée, le nombre de Nusselt moyen s'écrit alors :

$$Nu_l = 0.54Ra_l^{1/4} \quad 10^4 \le Ra_l \le 10^7 \tag{5.21}$$

(5.22)

On obtient un Nusselt Nu<sub>l</sub> de l'ordre de 7.3. On en déduit un coefficient d'échange de chaleur par convection naturelle  $h_c = 600 \text{ W.m}^{-2} \text{.K}^{-1}$ . Ce coefficient semble être élevé pour de la convection naturelle. En effet, en convection forcée dans un tube, la relation de Dittus-Boelter donne un coefficient d'échange de chaleur égal à 220 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour Re=3000 et un diamètre hydraulique de 0.01m.

#### 5.4.1.2 Calcul de la chaleur par vaporisation

Pour calculer l'énergie nécessaire à la formation de la bulle, nous devons déterminer si la bulle est dans la couche limite thermique saturée ( $T_s \ge T_{sat}$  à chaque instant de sa croissance). L'épaisseur de la couche limite thermique  $\delta_T$  établie à l'aide de la corrélation proposée par Kays et Crawford (1980) dans le cas de convection naturelle est donnée par l'équation 5.23.

$$\delta_T = 7.14 \left( \frac{\mu_l \alpha_l}{(T_p - T_{liq})g\beta_l} \right)^{1/3} \tag{5.23}$$

où  $\mu_l$  est la viscosité dynamique du fluide,  $\alpha_l$  sa diffusivité thermique et  $\beta_l$  le coefficient de dilatation thermique volumétrique. L'épaisseur de couche thermique vaut  $\delta_T = 0.0022$  m. En considérant une distribution linéaire de la température de  $T_p$  à  $T_{liq}$ , le liquide est à température de saturation à  $\delta_{sat} = 0.87$ mm. La hauteur maximale de la bulle est inférieure à h=0.5mm  $< \delta_{sat}$ . La bulle est totalement entourée de fluide de température supérieure à  $T_{sat}$ : l'équation 5.18 permet de calculer toute l'énergie requise pour la formation de la bulle. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons comparé les évolutions du rayon expérimental de la bulle pendant toute sa croissance et la formule proposée par Zuber (1961) rappelée ci-dessous :

$$R(t) = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja\sqrt{\alpha_l t} \quad \text{avec} \quad b = 0.8$$
(5.24)

Le coefficient b a été réglé au mieux pour se rapprocher de la courbe expérimentale. La figure 5.44 montre que le rayon au détachement de la bulle est identique dans les deux cas ( $T_s \ge T_{sat}$ ) mais ils ne suivent pas la même évolution. En effet, de nombreuses études (Scriven (1959), Mikic et Rohsenow (1969), Zuber (1961)) proposent une croissance de bulle de la forme  $R = A\sqrt{\alpha_l t}$  i.e.  $v_b = Bt^{1.5}$ . Ces modèles sont simplifiés et différents de ceux observés dans nos expériences. Nous observons une

évolution plus proche de R=At<sup>0.36</sup> i.e.  $v_b = Bt^{1.08}$  (cf. figure 5.8a). Siedel *et al.* (2008) étudie la croissance d'une bulle de pentane en ébullition en vase pour différentes surchauffes. Ils trouvent un taux de croissance volumique de  $v_b = t^{0.6}$ . La puissance trouvée dans les expériences est inférieure à celle trouvée dans les modèles. L'interaction avec la bulle précédente et le sous-refroidissement ne sont pas pris en compte.



FIGURE 5.44 – Croissance d'une bulle de vapeur sans écoulement : Comparaison de l'évolution du rayon expérimental de la bulle et de la formule proposée par Zuber (1961) (Équation 5.24)

#### 5.4.1.3 Flux de chaleur

Nous avons tracé une estimation des différents flux de chaleur dans un liquide au repos (figure 5.45). Le flux de chaleur de vaporisation  $Q_{vap}$  comprend seulement la vaporisation du fluide. La bulle est dans la couche limite thermique saturée. Le flux de chaleur par conduction  $Q_{cond}$  est déduit des autres flux de chaleur. L'élément chauffant est alimenté en permanence. La majorité de la chaleur produite par le générateur de bulles sera donc perdue par conduction dans le substrat. 76% de la chaleur délivrée par le générateur est absorbée par le verre par conduction. Seulement 4% de la puissance est nécessaire à la formation de la bulle de vapeur. Compte tenu des conditions opératoires, il est difficile de faire un bilan thermique plus précis.



FIGURE 5.45 – Bilan thermique (en mW à gauche) et (en mJ à droite) dans un liquide au repos en gravité terrestre ( $t_c = 33ms$ )

#### 5.4.2 Régime convectif

Nous étudions ensuite le bilan thermique d'une bulle dans un écoulement cisaillé sous refroidi dans les conditions suivantes (figure 5.46)

Configuration	Re	$P_{liq}$ (bar)	$T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$T_{liq}$ (°C)	Pu (W)
Canal horizontal	1020	1.03	36.00	39.60	29.60	0.040

Tableau 5.11 – Paramètres d'étude en ébullition convective

L'écoulement est totalement développé (la zone d'étude est située à 680 mm de l'entrée du canal rectangulaire). En revanche, la couche limite thermique est en perpétuelle développement à chaque croissance de bulle. La détermination de l'épaisseur de couche limite thermique est complexe. En convection forcée, des simulations numériques présentées dans la section 5.2.1.2.a ont permis d'extraire une épaisseur de couche limite thermique saturée  $\delta_{Tsat}$ . Ces simulations correspondent aux expériences réalisées dans la cellule RUBI et aux conditions expérimentales du tableau 5.11. Nous exposerons le bilan thermique diphasique en gravité normale et en microgravité pour la vitesse de fluide  $U_{l_1} = 0.034 \text{ m/s}$ . D'après la section 5.2.1.2.a,  $\delta_{Tsat} = 0.08 \text{ mm}$ . Que ce soit en microgravité ou en gravité normale, la bulle a une hauteur maximale supérieure à  $\delta_{Tsat}$  (h<sub>G</sub>=0.5 mm >  $\delta_{Tsat}$  et h<sub>µG</sub>=0.7 mm >  $\delta_{Tsat}$ ). La partie supérieure de la bulle se recondense.

Le flux de chaleur nécessaire à la formation de la bulle de vapeur devient donc :

$$Q_{vap}(t) = \rho_b h_{lv}(v_{b_{exp}}(t) + v_{recond}(t))$$
(5.25)

où  $v_{recond}$  est la différence entre le volume déduit de l'équation 5.24 et le volume expérimental.



FIGURE 5.46 – Bilan de transfert diphasique en convection forcée

#### 5.4.2.1 Détermination du coefficient d'échange par convection

Dans un écoulement laminaire, le coefficient d'échange moyen sur une surface isotherme s'écrit :

$$Nu_l = \frac{h_c L}{\lambda_l} = 0.664 Re_l^{1/2} P r^{1/3} \quad Pr \ge 0.6$$
(5.26)

Le nombre de Reynolds et de Prandtl sont basés sur la longueur de l'élément chauffant et valent respectivement 300 et 7.35. On obtient un Nusselt de 22. On en déduit le coefficient d'échange thermique  $h_c = 1060 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Les simulations numériques ont permis de comparer le coefficient d'échange thermique théorique et numérique. A la paroi, une condition de non-glissement est imposée. Le liquide étant immobile proche de la paroi, le transfert s'effectue simplement par conduction. Ainsi, on obtient :

$$Q_{conv} = Q_{cond} = -\lambda_l \frac{\partial T}{\partial y}|_{y=0} = h_c (T_p - T_{liq})$$
(5.27)

La figure 5.11 droite nous donne le gradient de température proche de la paroi. Le coefficient d'échange thermique numérique vaut 990 et est très proche du coefficient théorique calculé avec l'équation 5.26. Le flux de chaleur par convection peut être calculée. Dans nos expériences, le coefficient d'échange thermique  $h_c$  varie de 800 à 2000 pour des nombres de Reynolds d'écoulement de 700 à 3000.

#### 5.4.2.2 Flux de chaleur

Nous allons maintenant tracer les différents flux de chaleur en gravité terrestre (figure 5.47) et en microgravité (figure 5.48) dans les conditions expérimentales de la section 5.2.2.2 pour un nombre de Reynolds de Re=1020-1051. Le flux de chaleur de vaporisation  $Q_{vap}$  comprend à la fois la condensation et la vaporisation du fluide. Le flux de chaleur par conduction  $Q_{cond}$  est une nouvelle

#### CHAPITRE 5. CROISSANCE ET DÉTACHEMENT DE BULLES ISOLÉES EN ÉBULLITION 5.4. BILAN THERMIQUE DIPHASIQUE CONVECTIVE

fois déduit des autres flux de chaleur. La majorité de la chaleur produite par le générateur de bulles est perdue par conduction. En gravité normale, 74% de la chaleur délivrée par le générateur est absorbée par le verre par conduction contre 64% en microgravité. Environ 8% est nécessaire à la formation de la bulle de vapeur en gravité terrestre et 14% en microgravité. La force d'Archimède est quasi absente en microgravité  $(10^{-2}g)$ . La bulle formée est donc plus grande et pompe plus de chaleur. L'interface de la bulle au-dessus de la couche limite saturée est plus importante. La bulle se rencondense donc d'avantage. Moins de chaleur est perdue par conduction en microgravité.



FIGURE 5.47 – Bilan thermique (en mW à gauche) et (en mJ à droite) en convection forcée en gravité terrestre ( $t_c = 65ms$ )

Compte tenu des approximations, il s'agit d'un bilan thermique approché destiné à donner uniquement une contribution des différents flux de chaleur. Ce bilan thermique diphasique aurait été plus précis si l'on était dans un liquide à température de saturation. L'énergie nécessaire à la vaporisation de la bulle se fait par conduction dans la microcouche et par conduction transitoire dans la partie supérieure de la bulle (dôme). Malheureusement atteindre la saturation était impossible sans régulation de pression avant la pompe.



FIGURE 5.48 – Bilan thermique (en mW à gauche) et (en mJ à droite) en convection forcée en microgravité (t<sub>c</sub> = 160ms)

#### 5.5 Conclusion

La croissance d'une bulle de vapeur sur un site isolé a été étudiée dans un fluide au repos et dans un écoulement cisaillé en configuration horizontale, verticale et en microgravité. Les caractéristiques géométriques de la bulle au cours de sa croissance ont été obtenues par traitement d'images. Les configurations canal horizontal et vertical avec et sans écoulement ont été comparées. L'étude expérimentale en ébullition a permis d'établir une cartographie du détachement des bulles dans la cellule RUBI afin de choisir les gammes de paramètres utiles à bord de l'ISS. Les premiers résultats au sol et en microgravité dans la cellule RUBI sont exposés. L'étude expérimentale a permis ensuite de quantifier les différentes forces agissant sur une bulle isolée au sol et en microgravité. Les forces de capillarité et de traînée établies dans le chapitre 4 sont valables également en régime d'ébullition nucléée. En revanche, la force de portance est trop petite pour en extraire une expression avec suffisamment de précision. Les forces d'inertie du liquide ne sont pas négligeables dans la direction de l'écoulement et l'expression théorique pour une bulle sphérique en proche paroi donne une bonne estimation. La surchauffe de la paroi ne pouvant être contrôlée, aucun modèle prédictif de détachement de bulle n'a pu être obtenu en écoulement cisaillé. Enfin, un bilan thermique en convection naturelle et en convection forcée a été réalisé : la plupart de la chaleur délivrée par le générateur de bulles est absorbée par la paroi de verre et seulement 8% pour la création de la bulle au sol et 14% en microgravité pour Re=1020.

## Conclusion et perspectives

Nous nous sommes intéressés à la croissance et au détachement de bulles formées par injection puis par vaporisation de liquide en paroi d'un écoulement cisaillé.

Deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés pour l'étude de la dynamique d'une bulle en croissance par injection ou par ébullition. La formation de bulles est filmée au moyen de caméra(s) rapide(s). Le traitement des images permet d'extraire le contour de la bulle à chaque instant et ainsi de caractériser les grandeurs caractéristiques de la bulle : le rayon équivalent, les angles de contact apparent de la bulle avec la paroi, la position de la ligne triple, les positions du centre de gravité ... Les paramètres géométriques obtenus lors du traitement d'images ont permis de calculer les différentes forces du bilan hydrodynamique.

Dans l'expérience d'injection, les bulles d'air sont injectées en paroi inférieure d'un écoulement laminaire. Sur une surface inclinée dans un liquide au repos : dans la direction parallèle à la paroi, la force d'Archimède équilibre la force capillaire, la force de masse ajoutée étant négligée. Dans la direction perpendiculaire à la paroi, la force d'Archimède et la force de pression de contact tendent à détacher la bulle alors que la force capillaire la maintient à la paroi. Pour des inclinaisons de surfaces supérieures à  $\theta_{cr} = 15^{\circ}$ , le pied de la bulle s'allonge et cet allongement est directement lié à l'angle d'inclinaison de la paroi. Une nouvelle modélisation de la force capillaire a été proposée. Dans un écoulement cisaillé sur une surface horizontale, dans la direction parallèle à la paroi, la force d'Archimède équilibre la force de traînée. On obtient un coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds de bulle valable pour des angles d'inclinaisons de la surface compris entre 0 et 10° et 40 < Re<sub>B</sub> < 300. Dans la direction perpendiculaire à la paroi, la force d'Archimède et la force de pression de contact agissent en faveur du détachement contre la force capillaire, la force de portance est négligeable.

Enfin nous avons établi un modèle semi-prédictif du rayon au détachement pour une bulle sur une surface horizontale : pour un couple de paramètres (nombre de Bo, angle de contact au détachement  $\alpha_{det}$ ), l'équation de Laplace permet de déduire le rayon au pied de bulle  $r_0$ . Il est ainsi possible de déterminer le rayon au détachement. Connaissant  $r_0$ , le modèle sur surface inclinée est complètement prédictif : pour un angle d'inclinaison  $\theta$ , l'angle de contact à l'avancée au détachement  $\alpha_{det}$  est quasi-constant et égal à environ 80° quel que soit le substrat utilisé. Le rayon au détachement et l'angle de reculée sont les deux inconnus à calculer en utilisant le système d'équations du bilan des forces dans les deux directions. Dans un écoulement cisaillé, l'allongement de la bulle est dépendant de l'hystérésis d'angle de contact et du gradient de vitesse de l'écoulement sur la bulle. A vitesse de fluide au centre de gravité et à l'angle d'avancée fixés, le modèle est complètement prédictif.

L'expérience d'ébullition est destinée à l'approfondissement des connaissances sur la dynamique de bulle et les transferts thermiques au sol et en microgravité. En gravité terrestre, les bulles sont formées sur paroi horizontale ou verticale avec ou sans écoulement. Une comparaison des paramètres géométriques a été entreprise. Développé dans le cadre du projet MANBO (Multi-scale ANalysis of BOiling) développé par l'ESA, une copie de la cellule RUBI est implémentée dans notre expérience. Elle sera embarquée dans la station spatiale internationale (ISS) prochainement. Une cartographie de détachement de bulle a été construite et servira de repère pour choisir les paramètres adéquats à bord de l'ISS. Les premiers résultats en gravité terrestre et en microgravité sont obtenus. Les forces capillaires et de traînée validées dans le chapitre 4 ont été utilisées dans le bilan des forces. Dans la configuration verticale sans écoulement, la bulle croît puis glisse avant de se détacher. Le glissement de la bulle met en mouvement le liquide : les forces de masses ajoutées et la force de traînée apparaissent. Les forces de masse ajoutée s'ajoutent aux forces capillaires pour maintenir la bulle accrochée à la paroi contre la force d'Archimède et la force de trainée. Dans un écoulement cisaillé en régime dynamique, les forces de traînée et d'inertie agissent en faveur du détachement dans la direction de l'écoulement contre la force capillaire. Les mêmes forces qu'en injection agissent sur la bulle dans la direction perpendiculaire à la paroi au sol. En microgravité, la force d'Archimède est négligeable ( $g=10^{-2}$ m.s<sup>-2</sup>). La pression de contact équilibre la force capillaire dans la direction perpendiculaire à la paroi (la force de portance est négligeable au sol et en microgravité). La surchauffe à la paroi n'étant pas contrôlée, aucun modèle de prédiction n'a pu être établi. Enfin, un bilan thermique en convection naturelle et en convection forcée a été réalisé : la plupart de la chaleur délivrée par le générateur de bulles est absorbée par la paroi de verre 74% au sol contre 64% en microgravité et seulement 8% pour la création de la bulle au sol et 14% en microgravité.

De nombreuses perspectives existent sur ce travail :

En injection : On pourra augmenter le débit d'injection d'air et étudier la croissance d'une bulle en régime dynamique. Il est également possible d'injecter de l'air vers le haut afin de comprendre le comportement de la bulle sur la paroi supérieure du canal. Une étude de la croissance et détachement de bulles dans différents liquides en écoulement laminaire et turbulent serait également possible.

En ébullition : Pour éviter la cavitation de la pompe et se rapprocher de la saturation, on pourrait rajouter un régulateur de pression avant la pompe. La méthode de nucléation peut être aussi améliorée pour minimiser les pertes par conduction dans la paroi : utiliser un laser comme dans la cellule RUBI à bord de l'ISS. Des tests sont en cours actuellement mais des sites parasites apparaissent. Enfin, ajouter une caméra infrarouge en dessous de la paroi permettrait d'étudier l'évaporation de la ligne triple.

Pour avoir une idée de la forme du pied de bulle, nous avons ajouté une deuxième caméra en dessous de la surface de verre (en ébullition). Malheureusement la profondeur de champ de l'objectif était trop importante pour permettre une focalisation sur le pied de bulle. De plus, la croissance de la bulle était trop rapide. La caméra utilisée ne permettait pas de filmer cette dynamique.

## Références

- AL-HAYES, R. et WINTERTON, R. (1981). Bubble diameter on detachment in flowing liquids. International Journal of Heat and Mass Transfer, 24(2):223 – 230.
- BASHFORTH, F. et ADAMS, J. C. (1883). An attempt to test the theories of capillary action : by comparing the theoretical and measured forms of drops of fluid. University Press.
- BASU, N., WARRIER, G. R. et DHIR, V. K. (2005). Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling : Part 1-model development. Transactions of the ASME-C-Journal of Heat Transfer, 127(2):131–140.
- BUYEVICH, Y. A. et WEBBON, B. (1996). Dynamics of vapour bubbles in nucleate boiling. International journal of heat and mass transfer, 39(12):2409–2426.
- CAREY, V. P. (1992). Liquid-vapor phase-change phenomena.
- CHEN, Y. et MAYINGER, F. (1992). Measurement of heat transfer at the phase interface of condensing bubbles. *International journal of multiphase flow*, 18(6):877–890.
- CHESTERS, A. (1977). An analytical solution for the profile and volume of a small drop or bubble symmetrical about a vertical axis. *Journal of Fluid Mechanics*, 81(04):609–624.
- CHESTERS, A. K. (1978). Modes of bubble growth in the slow-formation regime of nucleate pool boiling. *International Journal of Multiphase Flow*, 4(3):279–302.
- COLINET, P. et REDNIKOV, A. (2011). On integrable singularities and apparent contact angles within a classical paradigm. *The European Physical Journal Special Topics*, 197(1):89–113.
- COLLIER, J. G. et THOME, J. R. (1994). Convective boiling and condensation. Oxford University Press.
- COOPER, M. et LLOYD, A. (1969). The microlayer in nucleate pool boiling. *International Journal* of Heat and Mass Transfer, 12(8):895–913.
- COOPER, M. et MERRY, J. (1973). A general expression for the rate of evaporation of a layer of liquid on a solid body. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16(9):1811–1815.
- CRUM, L. A. (1975). Bjerknes forces on bubbles in a stationary sound field. The Journal of the Acoustical Society of America, 57(6):1363–1370.

- DI MARCO, P., MORGANTI, N. et SACCONE, G. (2015). Electric field effects on the dynamics of bubble detachment from an inclined surface. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 655, page 012044. IOP Publishing.
- DUHAR, G. et COLIN, C. (2006). Dynamics of bubble growth and detachment in a viscous shear flow. *Physics of Fluids*, 18(7):077101.
- DUHAR, G., RIBOUX, G. et COLIN, C. (2009). Vapour bubble growth and detachment at the wall of shear flow. *Heat and mass transfer*, 45(7):847–855.
- DUSSAN V., E. B. (1987). On the ability of drops to stick to surfaces of solids. part 3. the influences of the motion of the surrounding fluid on dislodging drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 174:381–397.
- DUSSAN V., E. B., CHOW et TAO-PING, R. (1983). On the ability of drops or bubbles to stick to non-horizontal surfaces of solids. *Journal of Fluid Mechanics*, 137:1–29.
- EBERT, W. et SPARROW, E. M. (1965). Slip flow in rectangular and annular ducts. *Journal of Fluids Engineering*, 87(4):1018–1024.
- FISCHER, S., HERBERT, S., SIELAFF, A., SLOMSKI, E. M., STEPHAN, P. et OECHSNER, M. (2012). Experimental investigation of nucleate boiling on a thermal capacitive heater under variable gravity conditions. *Microgravity Science and Technology*, 24(3):139–146.
- FORSTER, H. et ZUBER, N. (1954). Growth of a vapor bubble in a superheated liquid. *Journal of* Applied Physics, 25(4):474–478.
- FRITZ, W. (1935). Berechnung des maximale volume von dampfblasen. Phys.Z., 36:379–384.
- FURMIDGE, C. (1962). Studies at phase interfaces. i. the sliding of liquid drops on solid surfaces and a theory for spray retention. *Journal of Colloid Science*, 17(4):309 324.
- HABERMAN, W. et MORTON, R. (1953). An experimental investigation of the drag and shape of air bubbles rising in various liquids. Rapport technique, DTIC Document.
- Hsu, Y. (1962). On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. Journal of Heat Transfer, 84(3):207–213.
- JANEČEK, V. et NIKOLAYEV, V. (2012). Contact line singularity at partial wetting during evaporation driven by substrate heating. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(1):14003.
- KAYS, W. et CRAWFORD, M. (1980). Convective heat and mass transfer.
- KLAUSNER, J., MEI, R., BERNHARD, M. et ZENG, L. (1993). Vapor bubble detachment in forced convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36:651–662.
- KURUL, N. et PODOWSKI, M. Z. (1990). Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling. In Proceedings of the Ninth International Heat Transfer Conference, volume 2, pages 19–24. Hemisphere Publishing New York.
- LE GRAND, N., DAERR, A. et LIMAT, L. (2005). Shape and motion of drops sliding down an inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 541:293–315.

- LEGENDRE, D., BORÉE, J. et MAGNAUDET, J. (1998). Thermal and dynamic evolution of a spherical bubble moving steadily in a superheated or subcooled liquid. *Physics of Fluids (1994-present)*, 10(6):1256–1272.
- LEGENDRE, D., COLIN, C. et COQUARD, T. (2008). Hydrodynamic of a hemispherical bubble sliding and growing on a wall in a viscous linear shear flow. *Phil. Trans. R. Soc.*, 366:2233–2248.
- LEGENDRE, D. et MAGNAUDET, J. (1998). The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 368:81–126.
- LEGENDRE, D., MAGNAUDET, J. et MOUGIN, G. (2003). Hydrodynamic interactions between two spherical bubbles rising side by side in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 497:133–166.
- LESAGE, F. J., COTTON, J. S. et ROBINSON, A. J. (2013). Analysis of quasi-static vapour bubble shape during growth and departure. *Physics of Fluids (1994-present)*, 25(6):067103.
- LEVICH, V. G. et al. (1962). *Physicochemical hydrodynamics*, volume 689. Prentice-Hall Englewood Cliffs, NJ.
- MAGNAUDET, J., TAKAGI, S. et LEGENDRE, D. (2003). Drag, deformation and lateral migration of a buoyant drop moving near a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 476:115–157.
- MAITY, S. (2000). Effect of velocity and gravity on bubble dynamics. Mémoire de D.E.A., UCLA.
- MAXWORTHY, T., GNANN, C., KÜRTEN, M. et DURST, F. (1996). Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids. *Journal of fluid mechanics*, 321:421–441.
- MEI et KLAUSNER (1992a). An approximate expression for the shear lift force on spherical bubbles. Int. J. Heat and Fluid Flow, 15(1):62–65.
- MEI, R., CHEN, W. et KLAUSNER, J. F. (1995). Vapor bubble growth in heterogeneous boiling—i. formulation. International Journal of Heat and Mass Transfer, 38(5):909–919.
- MEI, R. et KLAUSNER, J. F. (1992b). Unsteady force on a spherical bubble at finite reynolds number with small fluctuations in the free-stream velocity. *Physics of Fluids A* : *Fluid Dynamics* (1989-1993), pages 63–70.
- MIKIC, B. et ROHSENOW, W. (1969). A new correlation of pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics. *Journal of Heat Transfer*, 91(2):245–250.
- MIKIC, B., ROHSENOW, W. et GRIFFITH, P. (1970). On bubble growth rates. International Journal of Heat and Mass Transfer, 13(4):657–666.
- MOORE, D. (1963). The boundary layer on a spherical gas bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 16:161–176.
- OGUZ, H. N. et PROSPERETTI, A. (1993). Dynamics of bubble growth and detachment from a needle. Journal of Fluid Mechanics, 257:111–145.
- PEEBLES, F. et GATHER, H. (1953). Studies on the motion of gas bubbles in liquid. *Chem. Eng. Prog.*, 49.

- PLESSET, M. et ZWICK, S. A. (1954). The growth of vapor bubbles in superheated liquids. Journal of Applied Physics, 25(4):493–500.
- PODGORSKI, T., FLESSELLES, J.-M. et LIMAT, L. (2001). Corners, cusps, and pearls in running drops. *Physical Review Letters*, 87(3):036102.
- PUTHENVEETTIL, B. A., SENTHILKUMAR, V. K. et HOPFINGER, E. (2013). Motion of drops on inclined surfaces in the inertial regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 726:26–61.
- RIVERO, M., MAGNAUDET, J. et FABRE, J. (1991). Quelques résultats nouveaux concernant les forces exercées sur une inclusion sphérique par un écoulement accéléré. Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série 2, Mécanique, Physique, Chimie, Sciences de l'univers, Sciences de la Terre, 312(13):1499–1506.
- ROBINSON, A. et JUDD, R. (2001). Bubble growth in a uniform and spatially distributed temperature field. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(14):2699–2710.
- RUCKENSTEIN, E. et DAVIS, E. J. (1971). The effects of bubble translation on vapor bubble growth in a superheated liquid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 14(7):939–952.
- SCRIVEN, L. (1959). On the dynamics of phase growth. Chemical engineering science, 10(1-2):1–13.
- SIEDEL, S., CIOULACHTJIAN, S. et BONJOUR, J. (2008). Experimental analysis of bubble growth, departure and interactions during pool boiling on artificial nucleation sites. *Experimental Thermal* and Fluid Science, 32(8):1504–1511.
- SNOEIJER, J., LE GRAND-PITEIRA, N., LIMAT, L., STONE, H. et EGGERS, J. (2007). Cornered drops and rivulets. *Physics of Fluids*, 19(4):042104.
- STEPHAN, P. et BUSSE, C. (1992). Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls. *International Journal of heat and mass transfer*, 35(2):383–391.
- TATE, T. (1864). On the magnitude of a drop of liquid formed under different circumstances. *Philosophical Magazine*, 27:176—185.
- Van der GELD, C. (2009). The dynamics of a boiling bubble before and after detachment. Heat and mass transfer, 45(7):831–846.
- Van der GELD, C., COLIN, C., SEGERS, Q., da ROSA, V. P. et YOSHIKAWA, H. (2012). Forces on a boiling bubble in a developing boundary layer, in microgravity with g-jitter and in terrestrial conditions. *Physics of Fluids (1994-present)*, 24(8):082104.
- Van der GELD, C., van HELDEN, W. et P.G., B. (1996). On the effect of the temperature boundary condition on single bubble detachment in flow boiling. In Chen JC, editor. Convective flow boiling. Washington D.C. : Taylor and Francis, pages 293–298.
- VAN HELDEN, W., Van der GELD, C. et BOOT, P. (1995). Forces on bubbles growing and detaching in flow along a vertical wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(11):2075–2088.
- VAN OUWERKERK, H. (1971). The rapid growth of a vapour bubble at a liquid-solid interface. International Journal of Heat and Mass Transfer, 14(9):1415–1431.

- VAN STRALEN, S., COLE, R., SLUYTER, W. et SOHAL, M. (1975). Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18(5):655–669.
- VIJAYA SENTHIL KUMAR, K. et PUTHENVEETTIL, B. A. (2010). Shape and motion of drops in the inertial regime. arXiv preprint arXiv :1006.1506.
- VOINOV, O. (1976). Hydrodynamics of wetting. Fluid Dynamics, 11(5):714-721.
- WAYNER, P., KAO, Y. et LACROIX, L. (1976). The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19(5):487–492.
- WINTERTON, R. (1972). Sizes of bubbles produced by dissolved gas coming out of solution on the walls of pipes in flowing systems. *Chemical Engineering Science*, 27(6):1223 1230.
- YEOH, G., CHEUNG, S. C., TU, J. et HO, M. K. (2008). Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(15):3840–3853.
- ZENG, L., KLAUSNER, J., BERNHARD, D. et MEI, R. (1993a). A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems—part 2. flow boiling. *International Journal* of Heat and Mass Transfer, 36(9):2271 – 2279.
- ZENG, L., KLAUSNER, J. et MEI, R. (1993b). A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems— part 1. pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(9):2261 – 2270.
- ZUBER, N. (1961). The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2(1):83–98.

## Annexe A

## Forme de la goutte et de son rayon au pied de goutte

#### A.1 Les différentes formes adoptées par une goutte

Dans notre étude, nous nous intéressons principalement au cas quasi-statique de bulles glissant sur des parois. Nous nous sommes intéressés par analogie aux résultats obtenus sur des gouttes. Les gouttes glissant sur une surface inclinée permettent d'étudier les dynamiques de mouillage. L'état de surface des substrats doit être lisse et contrôlé. Seules les différentes formes de gouttes observées dans la littérature sont présentées. Pour plus de détails sur la dynamique de mouillage se répertoriés aux articles suivants : Podgorski *et al.* (2001), Le Grand *et al.* (2005), Vijaya Senthil Kumar et Puthenveettil (2010), Puthenveettil *et al.* (2013), Snoeijer *et al.* (2007)...

Dussan V. *et al.* (1983) étudient les différentes formes de pied pour une goutte ou une bulle accrochée sur un plan incliné. La goutte s'allonge en restant accrochée à la paroi. Elle reste accrochée tant que l'angle de contact est compris entre l'avancée et la reculée. La ligne triple a la forme d'un demi-cercle à l'avancée et à la reculée. Un segment de droite de longueur  $\Delta L$  relie ces demi-cercles.

Plusieurs travaux menés par Podgorski *et al.* (2001) sur la forme d'une goutte d'huile de silicone montrent la formation d'un cône puis un jet à l'arrière de la goutte lorsque la vitesse de la ligne triple augmente et dépasse un certain seuil  $U_{cr}$ . Le pied de goutte reste circulaire à l'avant de la goutte. Le Grand *et al.* (2005) reprend les travaux de Podgorski *et al.* (2001) en étendant la gamme de viscosité (10cP - 1000cP). Le modèle de Cox-Voinov semble être le plus robuste pour leurs données :

$$\theta_d^3 - \theta_s^3 = \pm 9Ca\ln(R/\lambda) \tag{A.1}$$

où  $\theta_d$  et  $\theta_s$  sont respectivement les angles de contact dynamiques et statiques et R une échelle macroscopique souvent associée au rayon de la bulle,  $\lambda$  une échelle microscopique moléculaire. Cependant, Cox Voinov ne prédit pas la formation du cône.

Vijaya Senthil Kumar et Puthenveettil (2010) étudient la forme et le déplacement d'une goutte de mercure dans un cylindre horizontal rotatif pour des nombres de Reynolds de goutte 2500 <

Re < 26000 et pour des nombres Capillaire 0.0002 < Ca < 0.0023. En augmentant la vitesse de rotation, la forme du pied à l'arrière de la goutte est modifiée, le nombre capillaire augmente. Trois différentes formes de pied de goutte à l'arrière de la goutte sont identifiées : une forme ronde ou ovale (figure A.1a), une forme de cône (figure A.1b) et une forme de jet (figure A.1c et d).



FIGURE A.1 – Goutte de mercure observée par Kumar et al (2010)

Puthenveettil *et al.* (2013) présentent les résultats de goutte sur un plan incliné (des gouttes d'eau sur du verre traité par du fluoro-alkylsilane pour des nombres de Reynolds de goutte 137 < Re < 3142 et pour des nombres Capillaire 0.0003 < Ca < 0.0075 et des gouttes de mercure sur du verre pour des nombres de Reynolds de goutte  $3037 < \text{Re} < 20\ 069$  et pour des nombres Capillaire 0.0002 < Ca < 0.0023). Pour des vitesses de goutte élevées, on observe un changement de l'arrière de la goutte de la forme ronde à conique. On retrouve les résultats de Vijaya Senthil Kumar et Puthenveettil (2010). Pour des gouttes d'eau, l'arrière de la goutte se déforme très rapidement et passe de la forme ronde à la forme de jet sans passer par la forme conique. Pour des vitesses encore plus élevées on observe un dépôt de petites gouttes lors du glissement de la goutte (Snoeijer *et al.* (2007)). Snoeijer *et al.* (2007) analyse le glissement d'une goutte sur une surface inclinée avec les équations de lubrifications.



FIGURE A.2 – Gouttes de mercure (gauche) et gouttes d'eau observée par Puthenveettil et al (2013)

#### A.2 Calcul de la force capillaire sur une surface inclinée.

L'allongement du pied de bulle peut être observé dans certaines situations : croissance d'une bulle d'air sur une surface inclinée dans liquide au repos ou dans un écoulement cisaillé, croissance d'une bulle de vapeurs en gravité réduite. Le rayon de pied de bulle s'allonge dans la direction de la gravité ou de l'écoulement. Cet allongement modifie les forces de tension de surface et de pression de contact. Le bilan des forces couramment utilisé pour prédire le décrochage ou le glissement de la bulle est alors modifié. La forme du pied de bulle semble similaire à celui lié à l'hystérésis de mouillage dans le cas des gouttes sur un plan incliné (Dussan V. *et al.* (1983), Furmidge (1962), ...) Pour effectuer ce calcul, on suppose que la forme du pied de bulle est composée de deux portions semi-circulaires de rayon  $r_0$ . A l'avant et à l'arrière de la bulle, les angles de contact sont fixes et égaux à l'avancée  $\alpha$  et à la reculée  $\beta$  respectivement. Sur le segment de droite  $\Delta$  L, l'angle de contact évolue linéairement entre  $\alpha$  et  $\beta$ .



FIGURE A.3 – Paramétrage de la ligne triple

#### Zone avant et arrière de la bulle

- Zone avant :

L'équation du demi-cercle s'écrit :

$$\left(x - \frac{\Delta}{2}\right)^2 + z^2 = r_0^2 \tag{A.2}$$

Avec  $x=r(\phi)\cos\phi$  et  $z=r(\phi)\sin\phi$ , on obtient :

$$r(\phi)^2 - \Delta Lr(\phi)cos\phi + \frac{\Delta L^2}{4} - r_0^2 = 0$$
 (A.3)

Pour  $-\phi_a < \phi < \phi_a$ , le discriminant est toujours positif. Après simplification, il vient :

$$r(\phi) = \frac{\Delta L}{2} \cos\phi + r_0 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \phi}{\tan^2 \phi_a}}$$
(A.4)

- Zone arrière :

On procède de même que précédemment et on obtient :

$$r(\phi) = -\frac{\Delta L}{2}\cos\phi + r_0\sqrt{1 - \frac{\sin^2\phi}{\tan^2\phi_a}}$$
(A.5)

#### Zone de raccord gauche et droite

Les segments de droite à gauche et à droite valent respectivement  $z=r_0=rsin\phi$  et  $z=-r_0=rsin\phi.$  On en déduit facilement :

$$r(\phi) = \frac{r_0}{\sin\phi} \tag{A.6}$$

$$r(\phi) = \frac{-r_0}{\sin\phi} \tag{A.7}$$

#### Symétrie

La forme est symétrique dans la direction de l'inclinaison ou l'écoulement  $\vec{x}$ , on a :

$$r(\phi) = r(-\phi) \tag{A.8}$$

De plus, on a  $\phi_r = \pi - \phi_a$  :

$$r(\phi) = r(\pi - \phi) \tag{A.9}$$

Nous avons une symétrie de la forme de la bulle par rapport à l'axe  $\vec{z}$ . Les angles de contact  $\alpha$  et  $\beta$  étant différents sur les demi-cercles avant et arrière la bulle n'est pas symétrique mais seulement sa ligne de contact.

#### Force de tension de surface

L'expression générale de la force capillaire  $\overrightarrow{F_C}$  s'écrit :

$$\overrightarrow{F_C} = -\int_{-pi}^{\pi} \gamma_l r(\phi) \overrightarrow{t}(\phi) d\phi$$
(A.10)

où  $\overrightarrow{t}(\phi)$  est le vecteur tangent à l'interface perpendiculairement à la ligne de contact.

#### Composante suivant $\overrightarrow{x}$

La force capillaire suivant  $\overrightarrow{x}$  s'écrit :

$$F_{Cx} = -\int_{-pi}^{\pi} \gamma_l r(\phi) \cos(\gamma(\phi)) \overrightarrow{m} \overrightarrow{x} d\phi$$
(A.11)

où  $\overrightarrow{m}$  est le vecteur normal à la ligne de contact dirigé vers l'extérieur. La connaissance de la forme de la bulle permet de calculer  $\overrightarrow{m}$  en fonction de  $r(\phi)$ :

$$\vec{m} = \left[\sqrt{\left(\frac{dr(\phi)}{d\phi}\right)^2 + r^2(\phi)}\right]^{-1} \left[\frac{d(r(\phi)sin\phi)}{d\phi}\vec{x} - \frac{(r(\phi)cos\phi)}{d\phi}\vec{z}\right]$$
(A.12)

Pour la zone avant, en dérivant l'équation A.4, on obtient :

$$\frac{dr(\phi)}{d\phi} = -\frac{\Delta L}{2}sin\phi - \frac{\Delta L^2}{4r_0}\frac{cos\phi sin\phi}{\sqrt{1 - \frac{sin^2\phi}{tan^2\phi_a}}} = \frac{\Delta Lsin\phi}{2r_0\sqrt{1 - \frac{sin^2\phi}{tan^2\phi_a}}}r(\phi)$$
(A.13)

En utilisant les équations A.12 et A.13, on obtient :

$$r(\phi)\overrightarrow{m}.\overrightarrow{y} = r(\phi) \left[ \frac{-\Delta L}{2r_0} sin^2 \phi + cos\phi \sqrt{1 - \frac{sin^2 \phi}{tan^2 \phi_a}} \right]$$
(A.14)

Soit après simplification :

$$r(\phi)\overrightarrow{m}.\overrightarrow{y} = -\frac{\Delta L^2}{4r_0}\cos\phi\sin^2\phi + \frac{\Delta L}{2}\cos2\phi\sqrt{1 - \frac{\sin^2\phi}{\tan^2\phi_a}} + r_0\cos\phi\left(1 - \frac{\sin^2\phi}{\tan^2\phi_a}\right)$$
(A.15)

On obtient après intégration la contribution de la force de tension de surface sur la portion avant du demi-cercle :

$$-\gamma_l \int_{\phi_a}^{\phi_a} r(\phi) \cos\gamma \overrightarrow{m}. \overrightarrow{y} = \cos\alpha \left[ \frac{16r_0^4}{(\Delta_L^2 + 4r_0^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\Delta_L}{2} \int_{-\phi_a}^{\phi_a} \cos(2\phi) \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\phi)}{\tan^2(\phi_a)}} \,\mathrm{d}\phi \right] \quad (A.16)$$

On obtient de la même manière la contribution de la force de tension de surface sur la portion arrière du demi-cercle :

$$\gamma_l \int_{\phi_r}^{2\pi - \phi_r} r(\phi) \cos\gamma \vec{m} \cdot \vec{y} = \cos\beta \left[ \frac{16r_0^4}{(\Delta_L^2 + 4r_0^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\Delta_L}{2} \int_{\phi_r}^{2\pi - \phi_r} \cos(2\phi) \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\phi)}{\tan^2(\phi_a)}} \, \mathrm{d}\phi \right] (A.17)$$

On obtient alors avec les relations de symétrie et la relation  $\phi_r = \pi - \phi_a$ , la forme finale de la force de tension de surface suivant  $\vec{x}$ :

$$\mathbf{F_{Cx}} = \gamma_L(\cos\beta - \cos\alpha) \left[ \frac{16r_0^4}{(\Delta_L^2 + 4r_0^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\Delta_L}{2} \int_{-\phi_a}^{\phi_a} \cos(2\phi) \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\phi)}{\tan^2(\phi_a)}} \,\mathrm{d}\phi \right]$$
(A.18)

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\mathbf{Cx}} &= \gamma_L (\cos\beta - \cos\alpha) \left[ 16 \frac{r_0^4}{(\Delta_L^2 + 4r_0^2)^{\frac{3}{2}}} \left( r_0^2 + \frac{\Delta L^2}{3} \right) + \frac{\Delta L}{3} \left( 2F \left( \phi_a | \frac{\Delta L^2}{4r_0^2} \right) - E \left( \phi_a | \frac{\Delta L^2}{4r_0^2} \right) \right) \right] \\ &+ \frac{8}{3} \frac{r_0^2}{\Delta L} \left( E \left( \phi_a | \frac{\Delta L^2}{4r_0^2} \right) - F \left( \phi_a | \frac{\Delta L^2}{4r_0^2} \right) \right) \end{aligned} \tag{A.19}$$

où F et E sont respectivement les intégrales elliptiques incomplètes du premier ordre et du second ordre.

#### Composante suivant $\overrightarrow{y}$ :

La force capillaire suivant  $\overrightarrow{y}$  s'écrit :

$$F_{Cx} = -\int_{-pi}^{\pi} \gamma_l r(\phi) \sin(\gamma(\phi)) d\phi \qquad (A.20)$$

On obtient :

$$\mathbf{F}_{\mathbf{Cy}} = -\gamma_L(\sin\alpha + \sin\beta) \int_{-\phi_a}^{\phi_a} \left( \frac{\Delta_L}{2} \cos\phi + r_0 \sqrt{1 - \frac{\sin(\phi)^2}{\tan(\phi_a)^2}} \right) \mathrm{d}\phi$$
$$-2\gamma_L \int_{\phi_a}^{\phi_r} \frac{r_0}{\sin\phi} \sin(\gamma(\phi)) \mathrm{d}\phi \tag{A.21}$$

$$\mathbf{F}_{\mathbf{Cy}} = -\gamma_L(\sin\alpha + \sin\beta) \left( \frac{\Delta L r_0}{\sqrt{\Delta L^2 + 4r_0^2}} + r_0 E\left(\phi_a | \frac{\Delta L^2}{4r_0^2}\right) \right) -2\gamma_L \int_{\phi_a}^{\phi_r} \frac{r_0}{\sin\phi} \sin(\gamma(\phi)) \mathrm{d}\phi$$
(A.22)

où E est l'intégrale elliptique incomplète du second ordre.

L'hypothèse d'évolution linéaire de l'angle de contact entre l'avancée  $\alpha$  et la reculée  $\beta$  le long du segment de droite, nous permet d'écrire :

$$\int_{\phi_a}^{\phi_r} \frac{r_0}{\sin\phi} \sin(\gamma(\phi)) \mathrm{d}\phi = \int_{\phi_a}^{\phi_r} \frac{r_0}{\sin\phi} \sin\left(\alpha + (\beta - \alpha)\frac{\phi - \phi_a}{\phi_r - \phi_a}\right) \mathrm{d}\phi \tag{A.23}$$

Cette intégrale n'admet pas de solutions analytiques et doit être calculée numériquement.

#### Composante suivante $\overrightarrow{z}$ :

La bulle étant symétrique par rapport à la direction de la gravité ou de l'écoulement, la force de tension de surface suivant  $\overrightarrow{z}$  est nulle :

$$\mathbf{F}_{\mathbf{C}\mathbf{z}} = 0 \tag{A.24}$$

## Annexe B

# Injection de bulles d'air : Bilan des forces agissant sur une bulle isolée

## B.1 Faible inclinaison de surface ( $\theta < \theta_{cr}=15^{\circ}$ ) dans un liquide au repos



Les équations 1.48, 1.49, 1.57 et 1.58 ont été utilisées pour le calcul des différentes forces.

FIGURE B.1 – Bilan des forces dans les directions parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi pour surface de verre inclinée de  $5.5^{\circ}$ 





FIGURE B.2 – Bilan des forces dans les directions parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi pour surface de verre traité inclinée de  $5^{\circ}$ 



FIGURE B.3 – Bilan des forces dans les directions parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi pour surface de Téflon inclinée de  $5^{\circ}$ 

### B.2 Forte inclinaison de surface ( $\theta > \theta_{cr}=15^{\circ}$ ) dans un liquide au repos

Les équations 1.48, 1.49, 1.57 et 4.35 ont été utilisées pour le calcul des différentes forces.



FIGURE B.4 – Bilan des forces dans les directions parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi pour surface de verre inclinée de  $30^{\circ}$ 



FIGURE B.5 – Bilan des forces dans les directions parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi pour surface de verre traité inclinée de  $30.6^{\circ}$ 





FIGURE B.6 – Bilan des forces dans les deux directions pour une surface de verre inclinée de  $50.9^{\circ}$  (Parallèle (a) et perpendiculaire (b) à la paroi); une surface de verre traitée inclinée de  $45.8^{\circ}$  (Parallèle (c) et perpendiculaire (d) à la paroi) et une surface de Téflon inclinée de  $50.4^{\circ}$  (Parallèle (e) et perpendiculaire (f) à la paroi)



### B.3 Surface horizontale dans un écoulement cisaillé

FIGURE B.7 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de verre horizontale pour Re = 919



FIGURE B.8 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de verre traitée horizontale pour Re = 919



FIGURE B.9 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour Re = 919



FIGURE B.10 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de verre horizontale pour Re = 1500



FIGURE B.11 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour Re = 1500



FIGURE B.12 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de verre horizontale pour Re = 2020



FIGURE B.13 – Bilan des forces dans la direction parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) à la paroi sur une surface de Téflon horizontale pour Re = 2020

## Annexe C

## Vidéos de bulles

## C.1 Vidéos d'injection de bulles d'air dans un liquide au repos sur une surface inclinée

Pour visualiser les vidéos des expériences, il suffit de télécharger une application flash code ou d'utiliser le lien en dessous de la figure.



Caméra 1

Caméra 2

FIGURE C.1 – Croissance de bulles sur une surface de verre traité horizontale dans un liquide au repos; Caméra 1 : https : //www.youtube.com/watch?v = MmQHBymk6uo; Caméra 2 : https : //www.youtube.com/watch?v = gd7OSuvwDiQ



FIGURE C.2 – Croissance de bulles sur une surface de verre traité inclinée de 10.1° dans un liquide au repos ; Caméra 1 : https : //www.youtube.com/watch?v = TU7VP - gpiR0 ; Caméra 2 : https : //www.youtube.com/watch?v = Odb9T4g - zAM



FIGURE C.3 – Croissance de bulles sur une surface de verre traité inclinéee de 31.1° dans un liquide au repos; Caméra 1 : https : //www.youtube.com/watch?v = s15w7hm6o1Y; Caméra 2 : https : //www.youtube.com/watch?v = Mn3GeGAhEsg



FIGURE C.4 – Croissance de bulles sur une surface de verre traité inclinée de  $45.5^{\circ}$  dans un liquide au repos; Caméra 1 : https : //www.youtube.com/watch?v = MyjHhoeK – bQ; Caméra 2 : https : //www.youtube.com/watch?v = tjRPBHxvDAc

## C.2 Vidéos d'injection de bulles d'air dans un écoulement cisaillé



FIGURE C.5 – Croissance de bulles sur une surface de Téflon horizontale dans un écoulement cisaillé :  $\text{Re}_1=920$  : https : //www.youtube.com/watch?v = JT5PahGQbEk;  $\text{R}_3\text{e}=2020$  : https :  $//www.youtube.com/watch?v = Tv - o_e0ZO7k$ 

### C.3 Vidéos de bulles de vapeur en ébullition en vase



FIGURE C.6 – Croissance de bulles de vapeur sur une surface horizontale et verticale dans un liquide au repos au sol; Horizontale :  $https : //www.youtube.com/watch?v =_y 7B7QB8F3A$ ; Verticale : https : //www.youtube.com/watch?v = jB148obRsDA



Ebullition en vase en microgravité

FIGURE C.7 – Croissance de bulles de vapeur sur une surface horizontale et verticale dans un liquide au repos en microgravité; https: //www.youtube.com/watch?v = pFJTIGLVjZ0; Croissance de bulles de vapeur dans un liquide au repos. Une période de transition est observée entre le 2g et le 0g. Sans gravité la bulle continuera de croître indéfiniment

#### C.4 Vidéos de bulles de vapeur en ébullition convective



FIGURE C.8 – Croissance de bulles de vapeur sur une surface horizontale en ébullition convective au sol; Re<sub>1</sub>=1020-1050 : https : //www.youtube.com/watch?v = - MPhwAKMxQ; Re<sub>2</sub>=1450 : https : //www.youtube.com/watch?v = 7B3uI7 - 7mp4



FIGURE C.9 – Croissance de bulles de vapeur sur une surface horizontale en ébullition convective en microgravité;  $\text{Re}_1=1020-1050$ : https://www.youtube.com/watch?v = hxtfbRDnSNQ;  $\text{Re}_2=1450$ : https://www.youtube.com/watch?v = yQBAQI3rVKM