



HAL
open science

Vaporisation subatmosphérique de l'eau dans un canal vertical confiné : croissance de bulles, rupture d'interface et mouillage

Patric Mantaropoulos

► **To cite this version:**

Patric Mantaropoulos. Vaporisation subatmosphérique de l'eau dans un canal vertical confiné : croissance de bulles, rupture d'interface et mouillage. Génie des procédés. HESAM Université, 2021. Français. NNT : 2021HESAC023 . tel-03648563

HAL Id: tel-03648563

<https://theses.hal.science/tel-03648563>

Submitted on 21 Apr 2022

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

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

ÉCOLE DOCTORALE Sciences des Métiers de l'Ingénieur
Laboratoire du froid et des systèmes énergétiques et thermiques

THÈSE

présentée par : **Patric MANTAROPOULOS**

soutenue le : 08 décembre 2021

pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**

préparée au : **Conservatoire national des arts et métiers**

Discipline : **Énergétique, génie des procédés**

Spécialité : **Énergétique**

Vaporisation sub-atmosphérique de l'eau dans un canal vertical confiné

Croissance de bulles, rupture d'interface et mouillage

THÈSE dirigée par :

M. TOBALY Pascal

et co-encadrée par :

Mme GIRAUD Florine

M. TRÉMÉAC Brice

Jury

M. Jocelyn BONJOUR, Professeur, INSA Lyon
Mme Nadia CANEY, Directrice de recherche, CEA Grenoble
M. Benoît STUTZ, Professeur, Université Savoie Mont Blanc
M. Samuel SIEDEL, Maître de Conférences, Grenoble INP

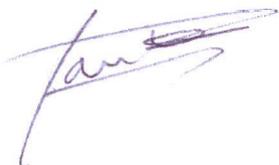
Président
Rapporteuse
Rapporteur
Invité

M. Pascal TOBALY, Professeur, Université Sorbonne Paris Nord/CNAM Examineur
Mme Florine GIRAUD, Maître de conférences, CNAM Examinatrice
M. Brice TRÉMÉAC, Maître de conférences HDR, CNAM Examineur

Affidavit

Je soussigné, Patric Mantaropoulos, déclare par la présente que le travail présenté dans ce manuscrit est mon propre travail, réalisé sous la direction scientifique de Pascal Tobaly (directeur), Florine Giraud (co-encadrante) et Brice Tréméac (co-encadrant), dans le respect des principes d'honnêteté, d'intégrité et de responsabilité inhérents à la mission de recherche. Les travaux de recherche et la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés dans le respect de la charte nationale de déontologie des métiers de la recherche. Ce travail n'a pas été précédemment soumis en France ou à l'étranger dans une version identique ou similaire à un organisme examinateur.

Fait à Paris, le 7 janvier 2022



Affidavit

I, undersigned, Patric Mantaropoulos, hereby declare that the work presented in this manuscript is my own work, carried out under the scientific direction of Pascal Tobaly (thesis director), Florine Giraud (thesis co-supervisor) et Brice Tréméac (thesis co-supervisor), in accordance with the principles of honesty, integrity and responsibility inherent to the research mission. The research work and the writing of this manuscript have been carried out in compliance with the French charter for Research Integrity. This work has not been submitted previously either in France or abroad in the same or in a similar version to any other examination body.

Place Paris, January 7, 2022



*« Ce n'est pas parce qu'il y a des grenouilles après la pluie
qu'on a le droit de dire qu'il a plu des grenouilles. »*

Étienne Klein

REMERCIEMENTS

Loin de n'être qu'un mémoire dont la rédaction est une épreuve difficilement descriptible, cette thèse est le résultat d'un travail collectif. Ces trois années m'ont permis, grâce au soutien et la présence de nombreuses personnes, d'apprendre plus que je n'aurais pu l'imaginer et de prendre un certain recul sur ces nouvelles connaissances, mais également sur la démarche propre à la recherche académique. Ce mûrissement scientifique n'aurait été possible sans le trio de choc composé par mes encadrants.

Merci, Pascal, pour tes conseils et ta pédagogie. Ma volonté de comprendre la physique de ce que j'observe a été nourrie de tes connaissances et de ta patience. Associées à ta rigueur, elles m'ont fourni un important soutien pour le bon déroulement de cette aventure.

Florine, je te suis profondément reconnaissant d'avoir toujours répondu présente au quotidien quand je venais t'embêter avec une question, une idée (même farfelue) ou un problème avec la manip. Ta passion pour les bulles a été contagieuse, et nos réunions régulières pour en discuter étaient un vrai plaisir.

Enfin, merci à toi, Brice, d'avoir été disponible et réactif pour toutes mes questions d'ordre scientifique, administratif, et même personnel. Je garderai particulièrement en mémoire tes conseils et "astuces" pour les présentations orales. Tu as contribué à me rendre cet exercice moins difficile, ce qui te vaut ma plus sincère gratitude.

J'aimerais remercier les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Merci au

Professeur Jocelyn Bonjour d'avoir présidé ce jury ainsi qu'à Nadia Caney et au Professeur Benoît Stutz d'avoir été les rapporteurs de ce manuscrit. Merci également à Samuel Siedel d'avoir accepté l'invitation à participer au jury.

Merci à tout le personnel technique et administratif du Lafset. Merci à Louis 1, Louis 2, Innocent, Marina..., dont le travail est indispensable au bon fonctionnement du laboratoire. Merci en particulier à Jonathan, toujours partant pour une désormais traditionnelle "réunion pédagogique" agrémentée de discussions scientifiques (ou non), mais aussi toujours disponible au moindre souci technique ! Merci à toi pour ton implication et ton temps, malgré ton emploi du temps toujours plus chargé.

Un grand merci également à mes amis et ma famille, dont le soutien m'a été indispensable dans cette aventure. Merci d'avoir été là pour la soutenance et le pot de thèse. Merci en particulier à mon père et mon frère Yohan, venus de Ceyras et Toulouse, ainsi qu'à Opa, Oma et Tony d'avoir fait tout le trajet depuis les Pays-Bas juste pour me voir parler de bulles !

Enfin, je ne saurais comment te remercier, Margot, d'avoir toujours été à mes côtés. Tu as tout suivi de près, de mes appréhensions des premiers jours à l'exaltation de l'après-soutenance. Tu as toujours su avoir les mots justes pour m'encourager ou me rassurer, malgré l'omniprésence de ces satanées bulles dans notre vie. Pour toutes ces raisons et bien d'autres, merci.

Les bulles observées lors de la vaporisation de l'eau à pression subatmosphérique (entre 0,7 et 3 kPa) se comportent de manière très atypique, en comparaison au cas atmosphérique. En effet, dans un environnement subatmosphérique, la pression hydrostatique est de l'ordre de la pression de travail et n'est donc pas négligeable. Cette particularité a deux conséquences majeures : premièrement, l'environnement de croissance des bulles est non-homogène en raison du gradient de pression vertical – engendrant lui-même un gradient vertical de la température de saturation au sein du liquide. D'autre part, certaines propriétés thermophysiques de l'eau dans ces gammes de pression sont très différentes de leurs valeurs à pression atmosphérique : la masse volumique de vapeur, notamment, est environ 75 fois plus faible à 1 kPa que dans le cas atmosphérique. Ces spécificités impactent fortement la dynamique de croissance des bulles et mènent généralement à l'observation de bulles de plusieurs centimètres de diamètre ayant une forme non sphérique, évoquant un champignon. De plus, la présence de parois très rapprochées produit également des effets d'écrasement non négligeables liés au confinement sur la dynamique de ces bulles et des perturbations d'interface peuvent être observées lors de leur croissance.

Dans un canal vertical confiné partiellement rempli de liquide, la croissance d'une bulle est suivie de la rupture de son interface suite à son interaction avec la surface libre. La croissance et l'éclatement de la bulle forment, sur les parois du canal, un film liquide généré par dépôt pendant la croissance et projection de gouttelettes après l'éclatement. Il a été montré

précédemment que, dans le cas d'un canal chauffé par la présence d'un fluide secondaire (configuration proche de la configuration d'un échangeur de chaleur), la vaporisation de ce film liquide est à l'origine de la majorité des transferts thermiques avec le fluide secondaire (utilisé pour fournir l'énergie nécessaire à la vaporisation). Ainsi, la maximisation de la surface de ce film permettrait la maximisation de la surface d'échange de chaleur par évaporation et donc l'amélioration des transferts thermiques. L'objectif de cette thèse est d'approfondir la compréhension de la dynamique de croissance et d'éclatement des bulles de vapeur dans ce canal et leur impact sur le mouillage par génération du film liquide.

Pour réaliser cette étude, un programme de traitement d'images automatisé a été développé dans le but d'exploiter les enregistrements par caméra rapide haute résolution, obtenus lors d'une campagne expérimentale antérieure. L'estimation des quantités physiques caractérisant la bulle et le film liquide a ainsi pu être réalisée, permettant une étude phénoménologique de la croissance et de l'éclatement des bulles. Les perturbations d'interface comme la *digitation* ou les *fronts d'évaporation*, observées dans certaines conditions, ont également été classifiées et analysées. Pour évaluer l'impact de la dynamique de croissance des bulles sur la formation du film, des nombres sans dimension ont été utilisés afin de réaliser une analyse préliminaire des forces en présence à l'instant de la rupture. Enfin, l'impact spécifique du phénomène de *digitation* a été évalué par une étude paramétrique.

Mots clés : éclatement de bulles, ébullition confinée, dendrites, digitation, basse pression, analyse dimensionnelle, perturbations d'interface, fronts d'évaporation, phénomènes de changement de phase

In comparison with the atmospheric case, bubbles observed during water vaporisation at subatmospheric pressure (between 0.7 and 3 kPa) behave in an atypical manner. Indeed, at these low pressure range (between 0.7 and 3 kPa), the hydrostatic pressure is close to the working pressure and can thus not be neglected. This particularity has two major consequences : first, the environment in which bubbles grow is non homogeneous due to the vertical pressure gradient – itself inducing a vertical saturation temperature gradient. On the other hand, the value of several thermophysical properties of water in this range of pressures are very different from their values at atmospheric pressure : the density of vapour, in particular, is around 75 times smaller at 1 kPa than in the atmospheric case. These specificities strongly impact the bubbles growth dynamics and generally lead to the observation of non-spherical-shaped, mushroom-like bubbles of several centimeters of diameter. Moreover, the presence of solid walls generating a narrow space also induce significant flattening effects on bubble dynamics and interfacial perturbations can be observed during growth.

In a vertical narrow channel partially filled with liquid, the occurrence and growth of a bubble is followed by the rupture of its interface after its interaction with the free surface. A liquid film is generated by the growing then bursting of the bubble along the channel walls. This bursting also contributes to the creation of the film by causing droplets to be projected after rupture of the interface. In the case of a vertical narrow channel heated by a secondary fluid (configuration close to a heat-exchanger), it has been recently shown that

the vaporisation of this liquid film is responsible for the majority of heat transfers with the secondary fluid (used to supply the energy necessary for the vaporisation process). Thus, the maximisation of the surface of this film is believed to allow a maximisation of the surface of heat exchange by vaporisation, consequently improving the heat transfer. The objective of this thesis is to gain a better understanding of the growth and bursting dynamics of the vapour bubbles in this channel and their impact on the wetting by liquid film generation.

To achieve this study, an automated image processing software has been developed to exploit the high resolution camera recordings obtained during a previous series of experiments. The measurement of the physical quantities characterising the bubble and the liquid film could be realised, allowing a phenomenological study of the bubble growth and bursting. Interface perturbations such as *fingering* or *evaporation waves*, observed under specific conditions, have also been classified and analyzed (especially *fingering*, using the results of new experiments). To evaluate the impact of the bubble growth dynamics on the film formation, dimensionless numbers have been used to perform a preliminary analysis of the forces at the instant of rupture. Finally, the specific impact of the *fingering* phenomenon on the wetting has been evaluated by a parametric study.

Keywords : bubble burtsing, confined boiling, dendrites, fingering, low pressure, dimensional analysis, interface perturbations, evaporation waves, phase change phenomena

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	5
Résumé	7
Abstract	9
Liste des tableaux	17
Liste des figures	25
Liste des symboles	27
Introduction	31
1 Croissance et éclatement de bulles : fondamentaux	33
1.1 Nucléation	34
1.1.1 Thermodynamique des changements de phase	34
1.1.2 Théorie classique de la nucléation	35
1.2 Croissance de bulles	37
1.2.1 Cycle de croissance typique	37

TABLE DES MATIÈRES

1.2.2	Modèles emblématiques de croissance de bulles	39
1.2.2.1	Bref historique	39
1.2.2.2	Phases inertielle et diffusive	40
1.2.3	Cas particulier de l'eau à pression sub-atmosphérique	42
1.2.3.1	Régimes d'ébullition	42
1.2.3.2	Environnement d'ébullition	43
1.2.3.3	Évolution des propriétés thermophysiques de l'eau avec la pression	46
1.2.3.4	Dynamique de croissance de bulles	49
1.2.4	Forces s'appliquant sur une bulle	50
1.3	Présence de parois solides : espace confiné	52
1.4	Proximité d'une surface libre et interaction	54
2	Installation expérimentale et procédures	59
2.1	Dispositif expérimental	60
2.1.1	Canal	60
2.1.2	Banc complet	61
2.2	Détection des interfaces	63
2.3	Détermination des quantités physiques	65
2.3.1	Paramètres quantifiés et méthodes de mesure	66
2.3.1.1	Hauteur de liquide	66
2.3.1.2	Coordonnées de l'emplacement initial	67
2.3.1.3	Dimensions de la bulle	67
2.3.1.4	Hauteur du sommet de la bulle et vitesse de l'interface	71
2.3.2	Calibration des longueurs et conversion pixels/mètres	72
2.4	Analyse des incertitudes	73

2.4.1	Propagation des incertitudes	74
2.4.1.1	Longueurs	74
2.4.1.2	Vitesse	75
2.4.2	Surface apparente : écart à la mesure numérique	75
2.4.3	Incertitudes des capteurs	76
3	Croissance et rupture d'interface : étude phénoménologique	79
3.1	Campagne expérimentale : plan d'expériences	80
3.2	Dynamique de croissance	81
3.2.1	Initialisation	81
3.2.2	Croissance	83
3.2.2.1	Vue d'ensemble	83
3.2.2.2	Modélisation	84
3.2.2.3	Étude de cas : influence de la profondeur initiale	89
3.3	Perturbations d'interface	91
3.3.1	Rupture régulière	92
3.3.2	Micro-bulles	96
3.3.3	Front d'évaporation	101
3.3.4	Digitation	103
4	Digitation et fronts d'évaporation : étude paramétrique	107
4.1	Digitation	108
4.1.1	Campagne expérimentale	108
4.1.2	Bases théoriques : instabilité de Saffman-Taylor	108
4.1.3	Paramètres d'influence	110
4.1.3.1	Épaisseur du canal	110
4.1.3.2	Vitesse interfaciale et taille de la bulle	112

TABLE DES MATIÈRES

4.1.3.3	Profondeur initiale	118
4.1.3.4	Surchauffe locale	120
4.2	Front d'évaporation	124
4.2.1	Origine physique	124
4.2.2	Étude préliminaire	125
4.2.2.1	Impact de la profondeur initiale sur la taille finale des bulles	126
4.2.2.2	Pression de travail et surchauffe locale	127
4.2.2.3	Épaisseur de la couche limite thermique : première approxi- mation	129
5	Rupture d'interface et mouillage	135
5.1	Définition et mesure de la hauteur de mouillage	136
5.1.1	Mouillage et projection	136
5.1.2	Méthode de mesure	137
5.2	Analyse des bulles à l'instant de la rupture	138
5.2.1	Approche cinématique : influence de la taille et de la vitesse de la bulle au moment de la rupture	140
5.2.1.1	Relation entre la hauteur de mouillage et les caractéristiques de la bulle	140
5.2.1.2	Discussion	143
5.2.2	Forces et nombres sans dimension	144
5.2.2.1	Définition des nombres usuellement utilisés	144
5.2.2.2	Grandeurs caractéristiques	146
5.2.2.3	Impact sur le mouillage	148
5.2.2.4	Interprétation et discussion	148
5.2.2.5	Application possible : dimensionnement d'échangeurs	152
5.3	Digitation et mouillage : étude préliminaire	153

TABLE DES MATIÈRES

5.3.1	Dynamique de mouillage	153
5.3.2	Hauteur de mouillage : adaptation de la mesure	154
5.3.3	Étude paramétrique de l'impact de la digitation sur la hauteur de mouillage	155
5.3.3.1	profondeur initiale	156
5.3.3.2	Caractéristiques des bulles dendritiques	157
5.3.3.3	Taille des bulles, mouillage et digitation : synthèse et discussion	159
5.3.3.4	Étude comparative de l'impact de l'environnement d'ébullition	162
	Conclusion	165
	Bibliographie	171
	Liste des annexes	180
	A Modèle de Rayleigh équivalent	181

TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Récapitulatif des incertitudes de mesures	77
3.1	Domaine expérimental de la campagne antérieure basée sur un plan d'expériences [36]	81
3.2	Différences et similitudes entre deux dynamiques de bulles	90
4.1	Conditions opératoires de la seconde campagne expérimentale	108
4.2	Différences et similitudes entre la présente étude et celle de [88]	112
5.1	Nombres adimensionnels considérés	148

LISTE DES TABLEAUX

TABLE DES FIGURES

1.1	Diagramme de Clapeyron d'un corps pur (d'après [1])	34
1.2	Représentation schématique de l'angle de contact à la ligne triple sur l'exemple simple d'une bulle de vapeur en contact avec une paroi solide	36
1.3	Influence de la présence d'une cavité sur la nucléation (illustrations par Collier et Thome [2])	36
1.4	Représentation schématique d'un cycle de croissance (illustrations adaptées de [6] et [7])	38
1.5	Cartographies des régimes d'ébullition observés à pression subatmosphérique dans le cas de l'eau, pour différentes pressions, flux thermiques et hauteurs de liquide (adapté de [35])	43
1.6	(a) Représentation schématique d'une colonne d'eau; Évolution schématique de (b) la pression et (c) la température de saturation, avec la profondeur . . .	44
1.7	Représentation schématique d'une colonne d'eau dont la température du liquide est imposée	45

TABLE DES FIGURES

1.8	Variation de certaines propriétés thermophysiques de l'eau à saturation avec la température (a) masse volumique de liquide ρ_L ; (b) masse volumique de vapeur ρ_V ; (c) tension de surface σ ; (d) viscosité de liquide μ_L (données <i>CoolProp</i> 6.4.1 [39])	48
1.9	Comparaison de la variation des propriétés thermophysiques normalisées de l'eau à saturation avec la température (données <i>CoolProp</i> 6.4.1 [39])	48
1.10	Exemple de bulle d'eau observée à pression subatmosphérique ($P = 20,4$ mbar) [32]	50
1.11	Différents scénarios pouvant être observés lors de l'interaction bulle-surface libre en milieu liquide infini, d'après [68]	55
2.1	(a) Représentation schématique, d'après [58] et (b) photographie du prototype d'évaporateur	60
2.2	(a) Représentation schématique et (b) photographie du banc expérimental	62
2.3	Étapes du traitement d'images : exemple pour une image de la séquence ($t = 76,7$ ms)	64
2.4	Exemple de traitement pour une séquence d'images. Haut : images brutes, bas : images traitées	65
2.5	Mesure de la hauteur de liquide	66
2.6	Recherche de l'emplacement initial	67
2.7	Configuration du masque initial ($t = 0$ ms)	68
2.8	Agrandissement du masque avec la taille de la bulle. Haut : définition du masque (cadre en tirets), bas : bulle isolée	69
2.9	Exemple de corde utilisée pour la mesure de la surface apparente	70
2.10	Exemple d'évolution de la surface apparente dans le temps	71
2.11	Illustration des mesures	71
2.12	Exemple d'évolution de la vitesse du sommet de la bulle dans le temps	72

2.13	Longueur de référence utilisée : distance entre deux thermocouples (image tronquée)	73
2.14	Exemple de comparaison de mesures automatique et "manuelle"	76
3.1	Apparition d'une bulle de vapeur (a) avec ascension, (b) sans ascension . . .	82
3.2	Évolution de la surface apparente des bulles dans le temps, (a) avec et (b) sans dimension ($P_v^\infty \in [7 \text{ mbar}, 17 \text{ mbar}]$; $T_L \in [2 \text{ }^\circ\text{C}, 15 \text{ }^\circ\text{C}]$; $H_L \in [8 \text{ cm}, 38 \text{ cm}]$; $e \in \{2 \text{ mm}; 4 \text{ mm}; 6 \text{ mm}\}$)	85
3.3	Évolution du ratio $\frac{\ln(S^*)}{\ln(t^*)} \sim n$ en fonction de t^* ($P_v^\infty \in [7 \text{ mbar}, 17 \text{ mbar}]$; $T_L \in [2 \text{ }^\circ\text{C}, 15 \text{ }^\circ\text{C}]$; $H_L \in [8 \text{ cm}, 38 \text{ cm}]$; $e \in \{2 \text{ mm}; 4 \text{ mm}; 6 \text{ mm}\}$)	87
3.4	Proposition d'un nouveau modèle et comparaison avec le modèle de Rayleigh équivalent [13] ($P_v^\infty \in [7 \text{ mbar}, 17 \text{ mbar}]$; $T_L \in [2 \text{ }^\circ\text{C}, 15 \text{ }^\circ\text{C}]$; $H_L \in [8 \text{ cm}, 38 \text{ cm}]$; $e \in \{2 \text{ mm}; 4 \text{ mm}; 6 \text{ mm}\}$)	88
3.5	Évolution de la taille des bulles pour des conditions de pression, température et épaisseur de canal identiques ($e = 6 \text{ mm}$; $T_L = 24,3 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_v^\infty = 12,7 \text{ mbar}$)	89
3.6	Influence de la profondeur initiale sur (a) le temps de croissance et (b) la surface apparente de la bulle à la rupture, tous points expérimentaux confondus	91
3.7	Exemple de phénomène de rupture régulière ($e = 6 \text{ mm}$; $P_v^\infty = 7,7 \text{ mbar}$; $T_L = 12,9^\circ\text{C}$; $H_L = 22 \text{ cm}$)	92
3.8	Apparition des courbes après la rupture	93
3.9	Phénomène de dépassement observé lors de la rupture régulière	94
3.10	Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (rupture régulière)	95
3.11	Exemple de phénomène de <i>micro-bulles</i> ($e = 6 \text{ mm}$; $P_v^\infty = 11,3 \text{ mbar}$; $T_L = 18,9^\circ\text{C}$; $H_L = 27 \text{ cm}$)	96
3.12	Exemple de phénomène de <i>micro-bulles</i> (dont l'endroit d'apparition est désigné par une flèche blanche) Vue élargie de la fig. 3.11, $t = 123,7 \text{ ms}$	97

TABLE DES FIGURES

3.13	Différence entre les interfaces des bulles après éclatement dans le cas (a) de la rupture régulière (b) des <i>micro-bulles</i> , perturbées	98
3.14	Étirement de l'interface à $t = 125,7$ ms	99
3.15	Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (<i>micro-bulles</i>)	100
3.16	Exemple de phénomène de <i>fronts d'évaporation</i> ($e = 4$ mm ; $P_v^\infty = 14,7$ mbar ; $T_L = 24, 2^\circ C$; $H_L = 21$ cm)	101
3.17	Différentes ruptures ayant lieu lors de l'éclatement d'une bulle avec <i>front d'évaporation</i>	102
3.18	<i>Fronts d'évaporation</i> et rides, vue élargie de la figure 3.16, $t = 112,3$ ms . . .	102
3.19	Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (<i>fronts d'évaporation</i>)	103
3.20	Exemple de phénomène de <i>digitation</i> ($e = 2$ mm ; $P_v^\infty = 15,3$ mbar ; $T_L = 22, 8^\circ C$; $H_L = 16, 8$ cm)	103
3.21	Exemple de phénomène de <i>digitation</i> Vue élargie de la figure 3.21, $t = 198$ ms	105
3.22	Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (<i>digitation</i>)	106
4.1	Comparaison de la vitesse interfaciale à l'instant d'apparition de la perturbation et de la vitesse critique théorique [94]	113
4.2	Vitesse interfaciale de la bulle (a) à l'instant d'apparition des perturbations ($t = t_{perturbation}$) (b) pendant toute la croissance (campagne 1)	115
4.3	Vitesses à différents points de l'interface dans le cas de la digitation (a) à $t = 132$ ms et (b) à $t = 150,6$ ms ($P = 10$ mbar, $T_L = 18$ °C, $T_{sat}^{nucl} = 11.9$ °C)	116
4.4	Vitesses à différents points de l'interface dans le cas de la rupture régulière ($P = 10$ mbar, $T_L = 12$ °C, $T_{sat}^{nucl} = 10.7$ °C)	117
4.5	Taille apparente de la bulle à (a) l'instant auquel l'interface atteint une vitesse de 0,9 m/s et (b) la fin de la croissance	118

4.6	Impact de la profondeur initiale sur les phénomènes observés (campagnes 1 et 2)	119
4.7	Influence de la surchauffe locale sur la digitation pour toutes les expérimentations (marqueurs vides : campagne 1 ; marqueurs remplis : campagne 2) . . .	121
4.8	Influence de ΔT_0 sur l'apparition des phénomènes observés pour (a) $P_v^\infty = 10$ mbar (b) $P_v^\infty = 20$ mbar (c) $P_v^\infty = 30$ mbar	122
4.9	Influence de la surchauffe locale sur (a) la vitesse interfaciale et (b) la vitesse d'expansion, à l'instant de la rupture (campagne 1)	123
4.10	Illustration du phénomène de front d'évaporation (d'après Stutz et Simões-Moreira [89])	125
4.11	Influence de la profondeur initiale sur la surface finale, avec et sans front d'évaporation, dans le cas d'une épaisseur de canal de (a) 4 mm et (b) 6 mm . . .	126
4.12	Apparition ou non du phénomène de front d'évaporation en fonction de P_v^∞ et de ΔT_0 dans le cas d'une épaisseur de canal de (a) 4 mm et (b) 6 mm	128
4.13	Illustration schématique de la micro-couche d'évaporation considérée (a) dans le cadre du modèle de Van Stralen <i>et al.</i> [8] et (b) dans le cas présent	130
4.14	Influence de l'épaisseur de la micro-couche d'évaporation sur la masse de vapeur produite, avec et sans front d'évaporation, dans le cas d'une épaisseur de canal de (a) 4 mm et (b) 6 mm	131
5.1	Exemple de mouillage de la paroi par croissance d'une bulle (images tronquées), $P = 10$ mbar, $T_{liq} = 12^\circ\text{C}$, $h_{liq} = 16$ cm	137
5.2	Mesure de la hauteur de mouillage (unité : pixel)	138
5.3	Estimation de la hauteur du film liquide Δh_m	139
5.4	Évolution temporelle de Δh_m à partir de $t_{rupture}$	139
5.5	Exemple de courbes d'évolution (a) de la taille et (b) de la vitesse d'expansion de la bulle ($e = 6$ mm ; $T_L = 24,3$ °C ; $P_v^\infty = 12,7$ mbar)	140
5.6	Hauteur de mouillage maximale en fonction (a) de la taille et (b) de la vitesse d'expansion de la bulle, à $t_{rupture}$	141

TABLE DES FIGURES

5.7	Évolution de la surface apparente des bulles en fonction de leur vitesse d'expansion à $t_{rupture}$	141
5.8	Influence de la profondeur initiale sur la hauteur de mouillage	142
5.9	Évolution du gain d'altitude de la surface libre en fonction de la taille de la bulle à $t_{rupture}$	143
5.10	Influence sur la hauteur de mouillage des nombres sans dimension : (a) We, (b) Re, (c) Bo, (d) Fr, (e) Oh	149
5.11	Bo en fonction de We Carte des zones de prédominance des forces de flottabilité, d'inertie et de tension de surface	152
5.12	Exemple d'évolution de trois fragments de liquide (1, 2 et 3) après rupture de l'interface lors du phénomène de digitation ($e = 2$ mm; $P_v^\infty = 10$ mbar; $T_L = 22^\circ C$; $H_L = 13$ cm)	154
5.13	Mesure de la hauteur de mouillage Δh_m^{max} ($e = 2$ mm; $P_v^\infty = 10$ mbar; $T_L = 22^\circ C$; $H_L = 13$ cm)	155
5.14	Influence de la profondeur initiale sur la hauteur de mouillage Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2$ mm; $P_v^\infty \in [7, 7 \text{ mbar}; 30 \text{ mbar}]$; $T_L \in [12^\circ C; 35^\circ C]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$	156
5.15	Mesure de la distance $\Delta h_{perturbation}$ à $t = t_{perturbation}$ ($e = 2$ mm; $P_v^\infty = 10$ mbar; $T_L = 22^\circ C$; $H_L = 13$ cm)	157
5.16	Influence de l'instant d'apparition du phénomène de digitation (sans dimension) sur la hauteur de mouillage Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2$ mm; $P_v^\infty \in [7, 7 \text{ mbar}; 30 \text{ mbar}]$; $T_L \in [12^\circ C; 35^\circ C]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$	158
5.17	(a) Influence de l'instant adimensionné d'apparition du phénomène de digitation sur la distance séparant la bulle de l'interface libre et (b) Influence de la quantité de liquide au-dessus de la bulle sur sa surface finale Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2$ mm; $P_v^\infty \in [7, 7 \text{ mbar}; 30 \text{ mbar}]$; $T_L \in [12^\circ C; 35^\circ C]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$	159

5.18 Influence de la surface finale de la bulle sur le mouillage des parois Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2$ mm ; $P_v^\infty \in [7,7 \text{ mbar} ; 30 \text{ mbar}]$; $T_L \in [12^\circ\text{C} ; 35^\circ\text{C}]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$ 160

5.19 Influence de la taille finale de la bulle sur la hauteur de mouillage, toutes épaisseurs de canal confondues (a) avec et (b) sans barres d'incertitudes Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e \in \{2 \text{ mm} ; 4 \text{ mm} ; 6 \text{ mm}\}$; $P_v^\infty \in [7,7 \text{ mbar} ; 30 \text{ mbar}]$; $T_L \in [12^\circ\text{C} ; 35^\circ\text{C}]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$ 161

5.20 Influence de la surchauffe locale sur la hauteur de mouillage dans le cas (a) de la rupture régulière, (b) de la digitation 162

A.1 Schéma d'une bulle cylindrique immergée dans un liquide 181

TABLE DES FIGURES

LISTE DES SYMBOLES

Lettres latines

c_p	Capacité thermique massique	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
dt	Pas de temps	ms
e	Épaisseur de confinement	mm
g	Constante d'accélération gravitationnelle	m s^{-2}
h	Hauteur	cm
H_L	Niveau de liquide	m
K	Coefficient de conversion	m pix^{-1}
L	Longueur	cm
L_c	Longueur capillaire	m
m	Masse	mg
P	Pression	Pa
P_v^∞	Pression de travail	mbar
q	Débit volumique	L min^{-1}
R	Rayon	m

LISTE DES SYMBOLES

S	Surface apparente	m^2
T	Température	K
t	Temps	ms
U	Vitesse caractéristique	m s^{-1}
u	Incertitude	
V	Volume	m^3
v	Vitesse (surfactive)	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
v	Vitesse	m s^{-1}

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Δh_m	Hauteur de mouillage relative au niveau initial de liquide	cm
Δh_0	Distance initiale bulle/surface libre (profondeur de nucléation)	cm
Δh_{LV}	Chaleur latente de vaporisation	J kg^{-1}
Δh_{SL}	Distance instantanée bulle/surface libre	cm
ΔT	Différence de température	K
ΔT_0	Surchauffe locale initiale	K
δ_T	Épaisseur de couche limite thermique	μm
μ	Viscosité dynamique	Pa s
ρ	Masse volumique	kg m^{-3}
σ	Tension de surface	J m^{-2}

Exposants

*	Grandeur sans dimension
+	Au sommet de la bulle
<i>atm</i>	À pression atmosphérique

<i>B3</i>	Bain thermostatique 3
<i>cd</i>	Condenseur
<i>ev</i>	Évaporateur / canal principal
<i>exp</i>	Expansion
<i>max</i>	Maximum temporel
<i>pix</i>	Grandeur en pixel
<i>SL</i>	Surface libre
<i>subatm</i>	À pression subatmosphérique

Indices

0	Initial
<i>att</i>	Attente
<i>auto</i>	Grandeur mesurée automatiquement
<i>c</i>	Critique
<i>fit</i>	Grandeur ajustée
<i>FS</i>	Fluide secondaire
<i>hor</i>	Calcul horizontal
<i>imgJ</i>	Grandeur mesurée à l'aide du logiciel imageJ
<i>in</i>	Entrée
<i>L</i>	Liquide
<i>p</i>	Pariétal
<i>sat</i>	Saturation
<i>sub</i>	Sous-refroidissement
<i>V</i>	Vapeur
<i>ver</i>	Calcul vertical

LISTE DES SYMBOLES

Depuis les premières machines à vapeur et les débuts de la thermodynamique comme discipline de la physique, les phénomènes de changement de phase ont pris une place de plus en plus importante dans les objets du quotidien. En particulier, le phénomène d'ébullition peut avoir des applications variées telles que la distillation, la purification ou la désalination de l'eau, la génération d'électricité, la cuisson ou la production de froid.

Dans ce dernier cas, de nombreux fluides communément utilisés aujourd'hui dans les installations frigorifiques sont soumis à des réglementations strictes limitant leur usage, en raison de leur impact environnemental. Ces restrictions étant amenées à se durcir à l'avenir, la recherche d'alternatives à ces fluides est cruciale. Neutre, naturelle et sans impact sur la destruction de la couche d'ozone ou l'effet de serre, l'eau semble adaptée au remplacement de ces fluides. Utiliser l'eau comme fluide frigorigène dans des installations de production de froid nécessite cependant de la faire changer de phase à des températures de l'ordre de 10 °C. Ces gammes de températures imposent de travailler à des pressions de saturation correspondantes de l'ordre de 10 mbar, soit environ 100 fois inférieures à la pression atmosphérique.

Dans ces conditions subatmosphériques, les bulles de vapeur observées sont souvent de grande taille (plusieurs centimètres de diamètre) en comparaison au cas atmosphérique et leur forme évoque un champignon en raison de la présence d'un jet de vapeur à leur base. Lorsque l'ébullition intervient dans un évaporateur à plaques lisses fonctionnant à pression subatmosphérique, la croissance et l'éclatement des bulles génèrent un film liquide sur les parois.

Ce film liquide, par son évaporation, est responsable de la majorité des transferts thermiques avec le fluide secondaire. L'amélioration de ces transferts passe donc par la maximisation de la surface d'échange que constitue le film liquide. Cet aspect représente la motivation principale des travaux présentés dans ce manuscrit.

L'objectif de cette thèse est donc de contribuer à enrichir la connaissance du comportement des bulles générées dans ces conditions et d'éclaircir leur rôle dans le mouillage des parois. Elle est structurée en 5 chapitres, de la manière suivante :

- **Chapitre 1** : Ce chapitre consiste en une introduction aux concepts fondamentaux utilisés tout au long du manuscrit, dont la connaissance est nécessaire à la compréhension des résultats présentés. Certains concepts spécifiques peuvent également être introduit séparément dans les chapitres suivants.
- **Chapitre 2** : Le banc d'essais utilisé pour la production des résultats expérimentaux exploités dans le manuscrit est présenté dans ce chapitre. Le fonctionnement d'un logiciel de traitement d'images, développé pour ces travaux, y est également décrit.
- **Chapitre 3** : L'exploitation des résultats produits par une campagne antérieure et traités par le logiciel présenté au chapitre précédent est réalisée dans ce chapitre. Une étude de la dynamique de croissance des bulles observées est proposée et les perturbations d'interface rencontrées sont classifiées et décrites.
- **Chapitre 4** : Ce chapitre est consacré à l'analyse spécifique des perturbations d'interface observées telles que la digitation et les fronts d'évaporation. Le premier phénomène, la digitation, fait ici l'objet d'une étude paramétrique s'appuyant sur les résultats générés par la campagne expérimentale antérieure et rendus exploitables par le programme de traitement d'images, complétés de ceux produits par une nouvelle série d'expérimentations dédiée. Le second phénomène cité, les fronts d'évaporation, fait l'objet d'une étude préliminaire permettant d'identifier les paramètres susceptibles d'impacter son apparition.
- **Chapitre 5** : Une étude de l'impact de la dynamique des bulles sur le mouillage des parois est réalisée dans ce chapitre, proposant une analyse dimensionnelle associée à une discussion sur la signification physique des nombres sans dimension utilisés. L'impact spécifique du phénomène de digitation est également évalué.

CHAPITRE 1

CROISSANCE ET ÉCLATEMENT DE BULLES : FONDAMENTAUX

La vaporisation d'un corps pur par ébullition est un phénomène largement étudié et la recherche à ce sujet est toujours très active aujourd'hui en raison de ses nombreuses applications possibles. En particulier, la dynamique de croissance des bulles de vapeur, modélisée pour la première fois il y a plus d'un siècle, fait encore aujourd'hui l'objet d'expérimentations, de développements théoriques et de simulations numériques variées. Cependant, la spécificité de l'environnement subatmosphérique, couplée aux effets de bords dus à un milieu confiné et à la proximité d'une surface libre rendent leur comportement très complexe et atypique, peu prévisible du point de vue des modèles actuels.

Ce premier chapitre propose donc un état de l'art des connaissances sur ce sujet et des possibles manques identifiés dans la littérature, définissant ainsi le contexte dans lequel s'inscrit la présente thèse.

Contenu

1.1	Nucléation	34
1.1.1	Thermodynamique des changements de phase	34
1.1.2	Théorie classique de la nucléation	35
1.2	Croissance de bulles	37
1.2.1	Cycle de croissance typique	37
1.2.2	Modèles emblématiques de croissance de bulles	39
1.2.3	Cas particulier de l'eau à pression sub-atmosphérique	42
1.2.4	Forces s'appliquant sur une bulle	50
1.3	Présence de parois solides : espace confiné	52
1.4	Proximité d'une surface libre et interaction	54

1.1 Nucléation

1.1.1 Thermodynamique des changements de phase

Le changement de phase liquide-vapeur d'un corps pur, ou *vaporisation*, intervient dans des conditions particulières de pression, de température et de volume. Ainsi, selon la valeur de ces paramètres thermodynamiques, le corps pur existe à l'état liquide, vapeur ou liquide-vapeur. Le diagramme de Clapeyron, représenté schématiquement sur la figure 1.1, permet d'illustrer les domaines d'existence (ou de coexistence) de ces deux phases. Sur le diagramme, la courbe dite *binodale* est représentée en noir.

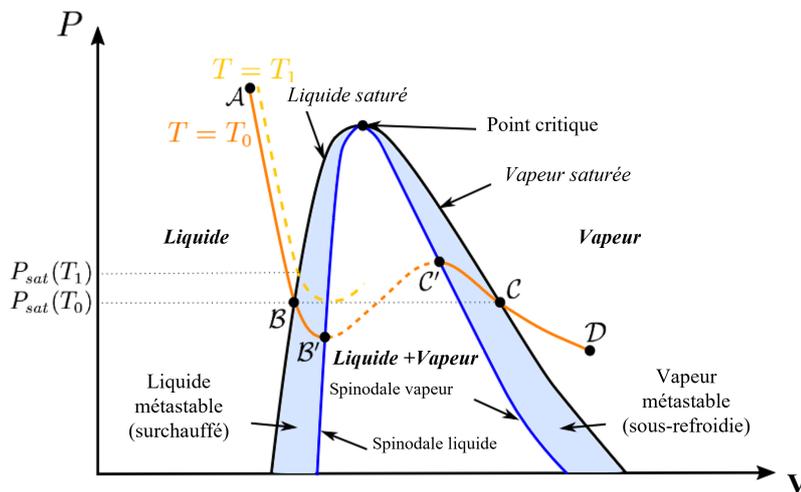


FIGURE 1.1 – Diagramme de Clapeyron d'un corps pur (d'après [1])

Les zones extérieures à la courbe binodale correspondent aux domaines de stabilité du liquide (gauche) et de la vapeur (droite). Ainsi, le long de l'isotherme $T = T_0$, le corps est à l'état liquide sous-refroidi entre les points A et B. De même, entre les points C et D, le corps existe sous forme de vapeur surchauffée. À l'intérieur de la courbe binodale, lorsque les phases sont à l'équilibre thermodynamique, elles coexistent à pression uniforme entre les points B et C.

Dans certains cas, par exemple lorsque le volume est augmenté à température constante entre les points B et B' (abaissant la pression en conséquence), il est possible qu'aucun changement de phase n'intervienne. Le liquide est alors dans un état dit *métastable* : il

persiste à exister hors de son domaine de stabilité. De la même manière, un état de vapeur métastable peut être atteint lors de la diminution isotherme du volume de la vapeur entre les points C et C' (entraînant une augmentation de pression). La frontière séparant les zones de métastabilité et d'instabilité, appelée courbe *spinodale*, est représentée par la courbe bleue sur la figure 1.1. Chacun des points constituant la courbe spinodale est un extremum local de l'isotherme passant par ce point (minimum dans le cas du liquide, maximum dans le cas de la vapeur).

1.1.2 Théorie classique de la nucléation

La *nucléation* décrit le processus de génération d'un noyau de bulle qui suit la création d'un embryon de vapeur. Lorsque le liquide est surchauffé, donc métastable, les fluctuations thermiques peuvent provoquer un arrangement spontané des molécules, formant l'embryon de vapeur [2]. Ce phénomène, appelé nucléation *homogène*, est associé à une très faible probabilité d'occurrence [2], [3].

Dans le cas général, la génération d'un embryon de vapeur est réalisée sur un corps étranger : une surface solide, un gaz incondensable ou une impureté dans le liquide. Il s'agit alors de nucléation *hétérogène*. L'énergie nécessaire à la croissance de l'embryon est alors plus faible que dans le cas de la nucléation homogène [3]. L'intensité de cette réduction d'énergie dépend de l'angle de contact à la ligne triple¹ caractérisant la mouillabilité de la surface et représenté schématiquement sur la figure 1.2. Lorsque l'angle de contact est nul, le liquide mouille complètement la surface et l'énergie de formation de la bulle est identique au cas de la nucléation homogène. Dans le cas contraire, lorsque l'angle de contact vaut 180° , le liquide est parfaitement non mouillant et l'énergie de formation de la bulle est nulle : aucune surchauffe n'est nécessaire pour dépasser le rayon critique. Ce cas est néanmoins exclusivement théorique, les angles de contact étant généralement compris entre 0 et 100° .

En réalité, dans le cas de l'ébullition sur une surface naturelle (sur laquelle aucun traitement n'a été effectué), la nucléation est favorisée par la présence de cavités microscopiques. Ces cavités permettent de réduire la surchauffe nécessaire à la nucléation hétérogène pour deux raisons principales. D'une part, la présence d'un ménisque généré par la géométrie de

1. ligne séparant les trois phases en présence

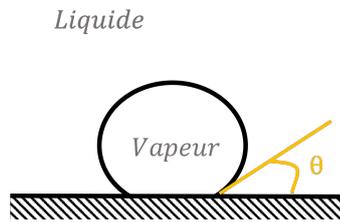


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de l’angle de contact à la ligne triple sur l’exemple simple d’une bulle de vapeur en contact avec une paroi solide

la cavité modifie la valeur de l’angle de contact à la ligne triple. Dans le cas d’une cavité conique (figure 1.3a), ce dernier est d’autant plus grand que l’angle du sommet du cône est petit [2]. La surchauffe nécessaire pour initier la nucléation étant dépendante de l’angle de contact (elle diminue avec l’augmentation de ce dernier), la présence de la cavité favorise la nucléation. D’autre part, lorsque la surface est initialement sèche (par exemple après le départ d’une bulle précédente ou avant l’ajout initial de liquide), la cavité contient du gaz incondensable ou de la vapeur. Le passage du liquide mouille ensuite la surface et, suivant la géométrie de la cavité, cette dernière peut se remplir totalement ou partiellement (figure 1.3b). Ainsi, un faible volume de vapeur ou de gaz incondensable peut y rester piégé. Dans ce cas, la surchauffe nécessaire pour générer une bulle est très réduite en comparaison aux cas précédents [4].

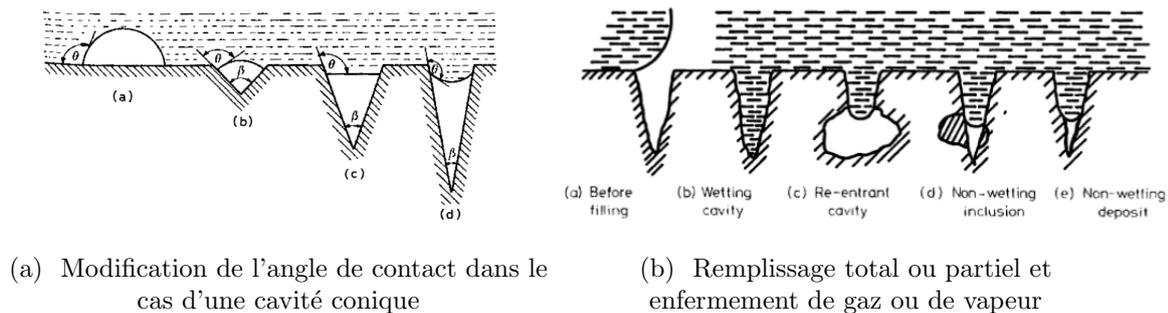


FIGURE 1.3 – Influence de la présence d’une cavité sur la nucléation (illustrations par Collier et Thome [2])

Les cavités permettant la nucléation et la croissance de bulles sont appelées *sites de nucléation*. Ces derniers sont *actifs* si des bulles y naissent effectivement, *inactifs* sinon.

Après l’apparition d’un embryon de vapeur, sa croissance est conditionnée par sa taille. En effet, soit une bulle de vapeur de rayon R , complètement immergée dans un liquide à la

pression P_L et la température T_L . Celle-ci est en équilibre avec le liquide environnant lorsque plusieurs conditions sont remplies : elle doit être à l'équilibre thermique (les températures du liquide et de la vapeur doivent être égales), chimique (les potentiels chimiques des deux phases doivent être égaux) et mécanique (la résultante des forces de pression s'appliquant sur son interface doit être nulle). L'équilibre mécanique est traduit par l'équation de Laplace [5] et dépend de la tension de surface σ (équation 1.1) :

$$P_V - P_L = \frac{2\sigma}{R} \quad (1.1)$$

où P_V est la pression de la vapeur dans la bulle.

Il est alors possible de définir un rayon critique théorique R_c , pour lequel l'équilibre mécanique est atteint, exprimé par l'équation 1.2 :

$$R_c = \frac{2\sigma}{P_{sat}(T_L) - P_L} \quad (1.2)$$

Ainsi, lorsque les équilibres thermique et chimique sont atteints, un embryon de vapeur entraîne la création d'une bulle si, et seulement si, son rayon est supérieur à cette valeur critique R_c (environ $1 \mu m$ dans le cas de l'eau à pression atmosphérique). Dans le cas contraire, la vapeur se condense immédiatement, ne donnant pas naissance à une bulle.

1.2 Croissance de bulles

1.2.1 Cycle de croissance typique

Lorsqu'une bulle est effectivement créée sur une surface plane, immergée dans un milieu liquide infini et surchauffé, sa croissance est suivie de son détachement de la surface puis de son ascension dans le liquide.

La figure 1.4 illustre les phases de croissance d'une bulle dans le cas où cette dernière est générée sur un plan horizontal.

Initialement (à $t = t_0$), une couche limite thermique est présente à proximité de la surface chauffée du fait de la diffusion thermique dans le liquide. Cette couche limite est rompue aux

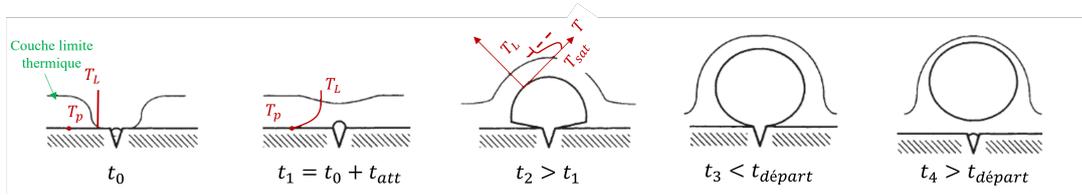


FIGURE 1.4 – Représentation schématique d'un cycle de croissance (illustrations adaptées de [6] et [7])

alentours du site de nucléation actif, en raison du départ d'une bulle précédente. Le liquide à l'infini et le liquide présent autour du site sont alors à la même température T_L .

Cette absence de couche limite empêche la nucléation d'une bulle, la température du liquide étant inférieure à la température de la paroi T_p . Un temps d'attente t_{att} est donc nécessaire, pendant lequel la couche limite se reforme par conduction et/ou convection dans le liquide.

À $t = t_1$ (sur la figure 1.4), la couche limite est complètement rétablie et le liquide y est surchauffé (métastable). Par conséquent, l'environnement extérieur à l'embryon de vapeur est propice à la nucléation et celle-ci se produit si la taille de l'embryon est supérieure à la taille critique. La bulle ainsi formée adopte une forme hémisphérique, l'énergie nécessaire à sa croissance étant fournie par les échanges thermiques avec la paroi et le liquide surchauffé environnant. La couche limite initiale est alors déformée, suivant la courbure de la bulle. La partie de la couche limite ainsi transformée, entourant la bulle, est appelée *micro-couche de relaxation* [8], [9]. La base de la bulle n'étant pas en contact avec la surface chauffante, une couche limite est également présente entre son interface et la paroi : la *micro-couche d'évaporation* [8], [10].

Au sein de ces micro-couches, le liquide est hautement surchauffé : une quantité importante de chaleur est échangée par vaporisation et contribue à l'augmentation du volume de la bulle. Dans les premiers instants de l'expansion, les forces de tension de surface sont très importantes, en raison du faible rayon de la bulle, et exercent une pression dirigée vers son intérieur. La bulle croît alors lentement [11]. Après un certain temps, elle accélère en raison d'une augmentation des flux thermiques à l'interface [12]. Cette accélération est cependant limitée par la capacité de la bulle à expulser le liquide environnant : l'inertie liquide ralentit

son expansion. Cette phase de croissance, pendant laquelle la diffusion thermique est motrice de la progression de la bulle tandis que l'inertie liquide la freine, est appelée *phase inertielle* (jusqu'à t_2 sur la figure 1.4).

Pendant cette phase de croissance rapide, le gradient de température entre l'interface et le liquide diminue lors de la vaporisation. Il en résulte une diminution des transferts thermiques à l'interface et le début de la phase finale de croissance : la *phase diffusive*.

Pendant la phase diffusive, la croissance est plus lente et l'inertie liquide devient négligeable. La croissance de la bulle devient alors gouvernée par la capacité du liquide à se vaporiser. La tension de surface occupe alors une place plus importante et donne à la bulle une forme sphérique (t_3 sur la figure 1.4).

Enfin, à $t = t_{départ}$, la bulle quitte la surface et commence son ascension dans le liquide, rompant à terme la couche limite thermique et précédant la nucléation d'une nouvelle bulle.

1.2.2 Modèles emblématiques de croissance de bulles

1.2.2.1 Bref historique

Pour modéliser la croissance des bulles, Rayleigh [13] fut le premier à proposer une équation décrivant l'évolution d'une bulle sphérique de rayon R immergée dans un milieu liquide infini et incompressible. Ce modèle, dont la solution est de la forme $R \sim t$ [14], [15], décrit les premiers instants de la croissance, pendant la phase inertielle. Plesset et Zwick [16] et Forster et Zuber [17] développèrent ensuite un modèle incluant les effets des transferts thermiques gouvernant la croissance lors de la phase diffusive (dont la solution est de la forme $R \sim \sqrt{t}$ [11], [14]-[16], [18]), mais ne parvenant pas à décrire les premières phases. Mikic *et al.* [14] interpolèrent par la suite ces deux modèles, dérivant ainsi un premier modèle unifié capable de décrire tout le processus de croissance. L'équation de Mikic *et al.* est toutefois limitée lors de la prédiction des valeurs intermédiaires du rayon de la bulle car établie de manière asymptotique. Plesset et Prosperetti [19] proposèrent enfin un modèle analytique complet pour la croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide uniformément surchauffé : l'équation de Rayleigh-Plesset généralisée, exprimée par l'équation 1.3. À l'équilibre (lorsque R est indépendant du temps), cette équation devient l'équation de Laplace introduite précédemment

(équation 1.1).

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{\Delta P}{\rho_L} - \frac{2\sigma}{\rho_L R} - \frac{4\mu_L}{\rho_L R} \frac{dR}{dt} \quad (1.3)$$

Avec : R le rayon de la bulle, ρ_L la masse volumique du liquide, ΔP la surpression interne de la bulle, σ la tension de surface et μ_L la viscosité dynamique du liquide.

Cependant, ces modèles parviennent à une description simplifiée de la croissance des bulles. En effet, dans la réalité, une bulle est rarement sphérique et la température du liquide environnant n'est pas uniforme. Par exemple, un autre modèle de Prosperetti et Plesset [20] prend en compte la présence d'une microcouche de relaxation (autour de la bulle), mais considère une température du liquide alentour uniforme. De même, le modèle de Van Stralen *et al.* [8] considère l'influence des deux microcouches (de relaxation et d'évaporation), toujours dans un liquide uniformément surchauffé. En revanche, le modèle de Zuber [21] prend en compte la non-uniformité de la température du liquide, mais néglige les effets dûs aux microcouches.

Depuis, de nombreux travaux expérimentaux, numériques et théoriques ont été réalisés afin d'améliorer la compréhension et la description du comportement des bulles de vapeur dans un liquide (voir par exemple [22]-[28]).

1.2.2.2 Phases inertielle et diffusive

Les modèles cités ci-dessus représentent la description classique de croissance des bulles de vapeur dans un liquide surchauffé. Ainsi, d'après ces modèles, la croissance d'une bulle est systématiquement divisée en deux phases principales : les phases inertielle et diffusive. Cependant, dans certaines conditions, il est possible que seulement une de ces deux phases soit observée. En effet, Carey [6] liste plusieurs conditions propices à une croissance diffusive :

- Faible surchauffe pariétale
- Faible flux imposé
- Surface rugueuse : cavités nombreuses et de taille modérée
- Angle de contact moyen
- Chaleur latente de vaporisation élevée
- Pression de travail moyenne à élevée

À l'inverse, les conditions suivantes favorisent une croissance contrôlée par l'inertie liquide :

- Surchauffe pariétale élevée
- Flux imposé élevé
- Surface lisse : cavités rares et de petite taille
- Très faible angle de contact
- Faible chaleur latente de vaporisation
- Faible pression de travail

En particulier, une surchauffe élevée associée à une faible chaleur latente de vaporisation et à une faible pression de travail (induisant une faible masse volumique de vapeur) impliquent une croissance inertielle associée à des valeurs du nombre de Jakob élevées. Ce nombre, évaluant la prédominance relative des échanges de chaleur sensible par rapport aux échanges latents, est exprimé par (équation 1.4) :

$$Ja = \frac{\rho_L c_{pL} \Delta T_p}{\rho_V \Delta h_{LV}} \quad (1.4)$$

avec ρ_L et ρ_V les masses volumiques respectives du liquide et de la vapeur, c_{pL} la capacité thermique massique à pression constante du liquide, Δh_{LV} la chaleur latente de vaporisation et $\Delta T_p = T_p - T_{sat}$ la surchauffe pariétale.

Plus précisément, Robinson et Judd [15] ont récemment développé un nombre sans dimension, fonction de Ja et des propriétés thermophysiques du fluide en ébullition, permettant de déterminer la nature de la croissance de la bulle (équation 1.5) :

$$I_R = \frac{4}{27} \frac{\sigma}{\rho_L \alpha_L^2} \frac{R_c}{Ja^2} \quad (1.5)$$

où σ est la tension de surface, α_L est la diffusivité thermique du liquide et R_c est le rayon critique de la bulle défini précédemment.

Ainsi, selon les auteurs, si $I_R \gg 1$, la croissance de la bulle est contrôlée par la diffusion thermique tandis que si $I_R \ll 1$, la croissance est inertielle.

1.2.3 Cas particulier de l'eau à pression sub-atmosphérique

1.2.3.1 Régimes d'ébullition

L'environnement subatmosphérique a une influence significative sur le comportement général de l'ébullition. En effet, il est communément admis qu'une diminution de la pression mène aux observations suivantes :

- Diminution de la densité des sites de nucléation actifs [29], [30]
- Augmentation du temps d'attente entre le départ d'une bulle et la croissance de la suivante, et par conséquent : diminution de la fréquence de départ des bulles [29], [31], [32]
- Fluctuations de température à la paroi après le départ des bulles [29], [32], [33]
- Augmentation de la surchauffe minimale nécessaire à la nucléation [7], [29], [33], [34]

En particulier, Giraud *et al.* [33] ont mis en évidence l'existence d'un nouveau régime d'ébullition, lors de l'ébullition de l'eau à très basse pression. Ce régime, cyclique, est caractérisé par les étapes suivantes :

1. **Temps d'attente.** Aucune bulle n'apparaît et le liquide est progressivement chauffé par conduction et convection à proximité de la paroi chauffante, créant une couche limite thermique. Le temps d'attente est significativement plus important qu'à pression atmosphérique.
2. **Croissance d'une grande bulle isolée.** Une bulle apparaît sur un site de nucléation activé, croît puis se détache lorsque son diamètre a atteint plusieurs centimètres.
3. **Crise d'ébullition.** Un comportement chaotique suit cette bulle initiatrice : de nombreuses bulles et masses de vapeur apparaissent, de tailles et de fréquences de départ variées. Les sites de nucléation actifs sont nombreux et leur localisation est aléatoire. Une fois cette crise terminée, le cycle recommence.

Récemment, Wojtasik *et al.* [35] ont produit une cartographie des régimes d'ébullition pouvant être observés dans le cas de l'eau dans ces gammes de pressions, présentée sur la figure 1.5. Quatre régimes ont été identifiés en fonction des conditions opératoires telles que la hauteur de liquide, la pression de vapeur et le flux thermique : *convection ou éclatement*

de petites bulles, ébullition intermittente, bulles isolées et ébullition développée. D'après les auteurs, le régime d'ébullition intermittente est le seul qui soit exclusif aux situations de basse pression. Ce dernier a ainsi été observé pour des hauteurs de liquides comprises entre 10 et 30 cm, pour des valeurs de flux thermiques dans l'intervalle $[4,5 \text{ W/cm}^2 ; 7,5 \text{ W/cm}^2]$ et à des pressions allant de 2,4 à 4,1 kPa (24 à 41 mbar).

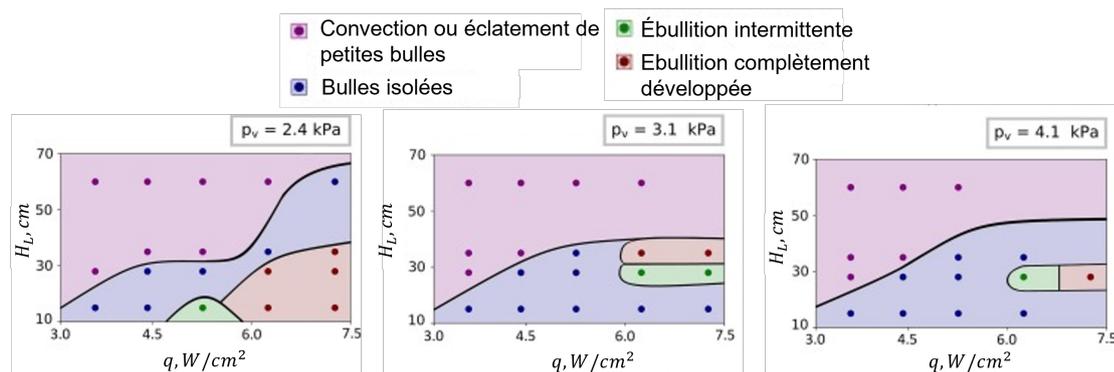


FIGURE 1.5 – Cartographies des régimes d'ébullition observés à pression subatmosphérique dans le cas de l'eau, pour différentes pressions, flux thermiques et hauteurs de liquide (adapté de [35])

1.2.3.2 Environnement d'ébullition

Dans un environnement subatmosphérique, la pression hydrostatique est de l'ordre de la pression de vapeur et n'est donc pas négligeable [1], [33], [35]. La figure 1.6 illustre cette particularité, dans le cas de l'eau, par une représentation schématique d'une colonne de liquide de hauteur $H_L = 15 \text{ cm}$ (figure 1.6a). Pour l'exemple, la pression de vapeur, au-dessus de la surface libre, est de 10 mbar et la température de saturation correspondante est alors d'environ $7 \text{ }^\circ\text{C}$.

Dans le liquide, la pression varie linéairement en fonction de la profondeur jusqu'à environ 25 mbar dans cet exemple (figure 1.6b), soit 2,5 fois la pression de vapeur. Cette variation de pression induit une variation de la température de saturation du liquide, augmentant de $7 \text{ }^\circ\text{C}$ à environ $20 \text{ }^\circ\text{C}$ (figure 1.6c).

L'augmentation de la température de saturation avec la profondeur de liquide conduit à une non uniformité du sous-refroidissement du liquide. En effet, comme montré par Michaïe [7], la température du liquide T_L est uniforme et égale à la température de saturation à la

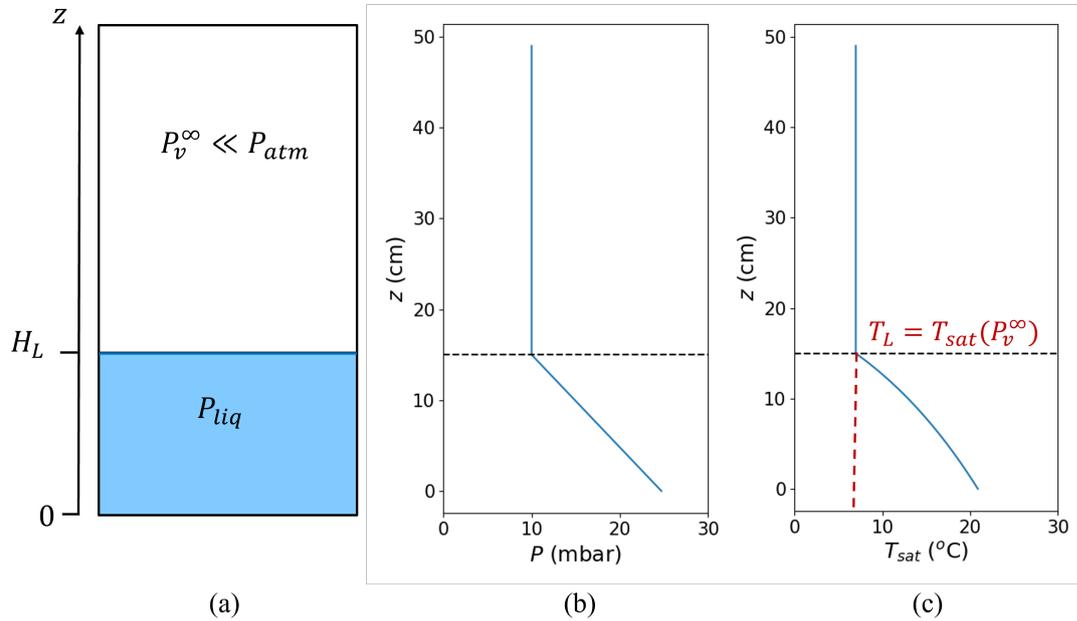


FIGURE 1.6 – (a) Représentation schématique d’une colonne d’eau ; Évolution schématique de (b) la pression et (c) la température de saturation, avec la profondeur

pression de vapeur ($T_L = T_{sat}(P_v^\infty)$). La différence entre la température de saturation et la température du liquide, notée ΔT_{sub} et appelée *degré de sous-refroidissement*, est exprimée par l’équation 1.6.

$$\Delta T_{sub} = T_{sat}(z) - T_L \quad (1.6)$$

où T_L est la température du liquide (supposée uniforme) et T_{sat} est la température de saturation au sein du liquide ($z \leq H_L$).

Comme la température de saturation dans le liquide varie avec la profondeur, le degré de sous-refroidissement ΔT_{sub} est lui aussi dépendant de la profondeur : il est nul à la surface libre et maximal au fond de la colonne d’eau. D’autre part, le gradient de sous-refroidissement, correspondant à la pente de la courbe d’évolution de la température de saturation sur la figure 1.6c, dépend également de la profondeur (la loi d’évolution n’étant pas tout à fait linéaire).

Une conséquence majeure de cette variation de pression induite par la pression hydrostatique est l’interdépendance des paramètres caractéristiques de l’environnement d’ébullition. En effet, une diminution de la pression de travail P_v^∞ à hauteur de liquide H_L constante im-

plique une diminution de la température de saturation et donc de la température du liquide. Cela implique également une diminution de la pression locale au sein du liquide, ainsi qu'une évolution du degré et du gradient de sous refroidissement (dépendant de l'évolution de la température de saturation en fonction de la pression locale). À l'inverse, la diminution de H_L à P_v^∞ constante, permet de maintenir une température de liquide constante (la température de saturation étant inchangée) mais entraîne une diminution du degré de sous-refroidissement maximal et de la pression locale.

Dans le cas de l'évaporateur compact étudié par Giraud [36] et Giraud *et al.* [37], [38], une particularité s'ajoute à celles déjà énoncées : l'environnement comporte deux zones distinctes, l'une dans laquelle le liquide est surchauffé et l'autre dans laquelle le liquide est sous-refroidi. En effet, la température du liquide étant imposée au moyen d'un fluide secondaire et la pression de travail étant imposée par un condenseur (dont la température de saturation est différente de la température du fluide secondaire), la température du liquide est découplée de la pression de vapeur. Un exemple de cette situation peut être observé sur la représentation schématique présentée sur la figure 1.7.

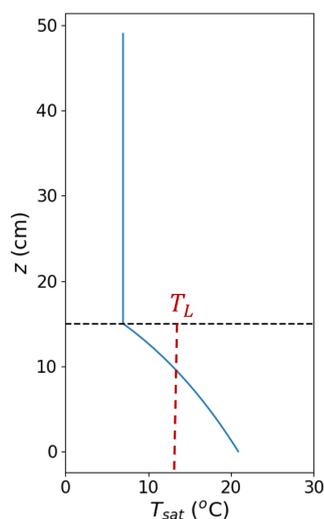


FIGURE 1.7 – Représentation schématique d'une colonne d'eau dont la température du liquide est imposée

Dans l'exemple, la température du liquide est supposée uniforme et égale à environ 12 °C. Sur la figure, en partant de la surface libre ($z = 15$ cm), descendant jusqu'à $z = 10$ cm,

T_L est supérieure à T_{sat} et le liquide est surchauffé. En dessous du point d'intersection entre T_{sat} et T_L , le liquide est sous-refroidi.

Le signe du degré de sous-refroidissement est donc négatif au dessus du point d'intersection entre les courbes T_L et T_{sat} , positif en dessous². Enfin, la modification de la température de liquide entraîne le déplacement de ce point d'intersection, modifiant la répartition des zones de surchauffe et de sous-refroidissement.

L'environnement dans lequel la bulle évolue est donc fortement inhomogène : la pression et la température de saturation, ainsi que le degré et le gradient de sous-refroidissement ne peuvent être supposés uniformes à son interface. Par ailleurs, les paramètres étant interdépendants, il est très difficile, voire impossible, de ne faire varier qu'un seul de ces paramètres. Ainsi, lorsque qu'une condition varie (de pression ou température par exemple), ce sont tous les paramètres précédemment cités qui varient.

Réalisant une étude comparative entre l'eau et le cyclohexane, Michaïe [7] a pu établir une définition plus précise de l'ébullition dite *basse pression*. Ce type d'ébullition est caractérisé par les conditions suivantes :

- La pression de travail est proche de la pression du point triple
- La hauteur de liquide a un impact non négligeable sur le degré de sous-refroidissement
- Des bulles dont la forme est significativement différente de celle observée dans des conditions de pressions supérieures sont observées.

1.2.3.3 Évolution des propriétés thermophysiques de l'eau avec la pression

Les propriétés de l'eau comme sa masse volumique, sa viscosité et sa tension de surface (qui influent généralement sur la dynamique de croissance des bulles) varient pour la plupart avec la température. Leur variation avec la pression est donc indirecte et dépend de la relation pression/température à saturation.

Afin de comparer l'amplitude de la variation de ces propriétés, celles-ci sont normalisées par leur valeur à 100 °C et à saturation. Les grandeurs sans dimension suivantes sont donc

2. Dans le cas où la température de saturation est uniforme, l'écart entre celle-ci et la température du liquide est constant. Il est alors commun de définir cet écart comme une quantité positive et de le nommer degré de surchauffe si $T_L > T_{sat}$ et de sous-refroidissement si $T_L < T_{sat}$. Dans le cas présent, le degré de sous-refroidissement est variable et peut donc être négatif.

introduites (équations 1.7 à 1.11) :

$$\rho_L^* = \frac{\rho_L}{\rho_L^{atm}} \quad (1.7)$$

$$\rho_V^* = \frac{\rho_V}{\rho_V^{atm}} \quad (1.8)$$

$$\sigma^* = \frac{\sigma}{\sigma^{atm}} \quad (1.9)$$

$$\mu_L^* = \frac{\mu_L}{\mu_L^{atm}} \quad (1.10)$$

$$\mu_V^* = \frac{\mu_V}{\mu_V^{atm}} \quad (1.11)$$

où, pour chacune des grandeurs, l'exposant *atm* indique sa valeur à saturation et à une température de 100 °C, soit à pression atmosphérique.

La figure 1.8 montre l'évolution des propriétés thermophysiques de l'eau à saturation avec la température, de 0 °C ($P_{sat} = 611 \text{ Pa} = P_{triple}$) à 100 °C ($P_{sat} = 1,01 * 10^5 \text{ Pa} = P_{atm}$) et la figure 1.9 trace l'évolution de leurs valeurs normalisées.

Les propriétés dont l'amplitude de variation est la plus grande sont la viscosité de liquide et la masse volumique de vapeur. En effet, la masse volumique de vapeur à 1000 Pa (10 mbar), par exemple, est presque 100 fois inférieure à sa valeur à pression atmosphérique. La viscosité de liquide est, quant à elle, de l'ordre de 4 à 5 fois supérieure à 10 mbar qu'à pression atmosphérique. Quant à la tension de surface, la viscosité de vapeur et la masse volumique du liquide, elles varient également dans une moindre mesure.

Une même masse de vapeur occupe donc un volume beaucoup plus important à pression subatmosphérique que dans le cas atmosphérique, tandis qu'une masse de liquide occupe un volume similaire dans les deux cas. Lors d'un abaissement de la pression du fluide, la diminution de la masse volumique de vapeur, couplée à la (quasi-)invariabilité de la masse volumique de liquide, favorise donc l'augmentation du volume des bulles. La tension superficielle étant comparable dans les deux cas (atmosphérique et subatmosphérique), l'énergie nécessaire pour augmenter leur surface est équivalente (l'augmentation de la tension de surface influe néanmoins sur la nucléation, participant à la raréfaction des sites de nucléation actifs). Toutefois, l'augmentation de la viscosité entraîne une dissipation d'énergie plus importante par frottements visqueux dans le liquide.

CHAPITRE 1. CROISSANCE ET ÉCLATEMENT DE BULLES :
FONDAMENTAUX

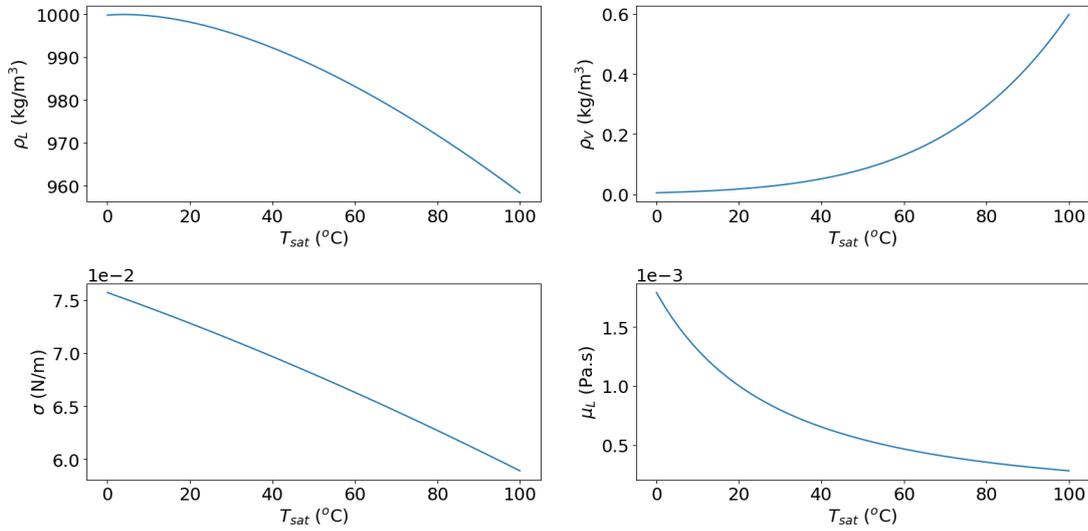


FIGURE 1.8 – Variation de certaines propriétés thermophysiques de l'eau à saturation avec la température

(a) masse volumique de liquide ρ_L ; (b) masse volumique de vapeur ρ_V ; (c) tension de surface σ ; (d) viscosité de liquide μ_L
(données *CoolProp* 6.4.1 [39])

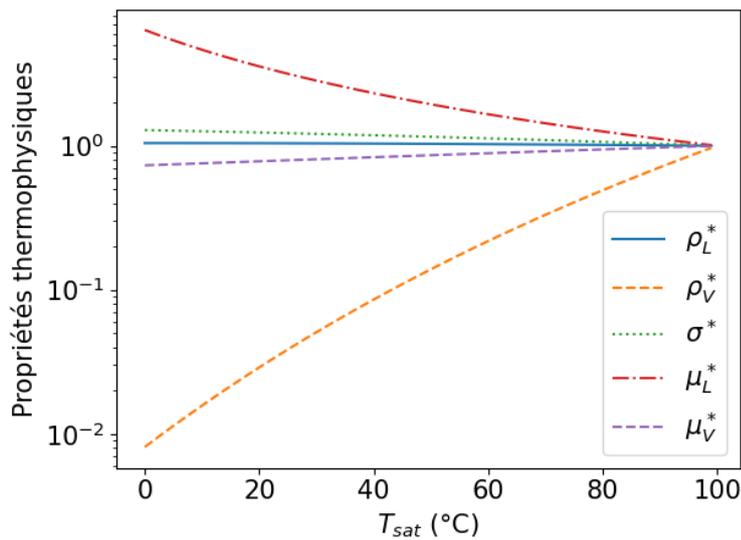


FIGURE 1.9 – Comparaison de la variation des propriétés thermophysiques normalisées de l'eau à saturation avec la température
(données *CoolProp* 6.4.1 [39])

La variation des propriétés thermophysiques de l'eau à saturation lors d'une diminution de la température est donc favorable à une augmentation de la taille des bulles observées à basse pression, mais leur croissance nécessite plus d'énergie.

1.2.3.4 Dynamique de croissance de bulles

De nombreux auteurs ont pu rapporter avoir observé des bulles de plusieurs centimètres de diamètre lors de l'ébullition de l'eau à pression subatmosphérique [1], [30]-[32], [40], [41]. D'autre part, la vitesse d'expansion (ou taux de croissance) est significativement plus élevée lorsque la pression de travail est diminuée [30], [32], [42], [43].

La forme des bulles est également caractéristique. En effet, ces dernières sont hémisphériques [1], [9], [32], [41] et, associées à la formation d'un jet de vapeur sous leur base après le détachement, leur forme évoque un champignon [32]. La figure 1.10 illustre un exemple de bulle observée par Van Stralen *et al.* [32] lors de l'étude de l'ébullition subatmosphérique de l'eau. Michaïe [7] et Michaïe *et al.* [44] ont rapporté récemment que, au sein du régime d'ébullition intermittente (voir 1.2.3.1), la forme et la taille des bulles dépend de la pression de vapeur P_v^∞ : à très basse pression ($P_v^\infty \leq 20$ mbar), un jet de vapeur est clairement observable sous la base de la bulle. Lorsque la pression est modérée ($25 \text{ mbar} \leq P_v^\infty \leq 70$ mbar), les bulles observées ont un comportement transitoire, passant, selon la pression, d'une forme de champignon à des petites bulles individuelles semblables à celles observées à pression atmosphérique. Dans cette gamme intermédiaire, des masses de vapeur en forme de champignon ainsi que des colonnes de vapeur naissant de la coalescence de bulles ont également été observées.

En complément de ces travaux, Wojtasik *et al.* [45] ont pu montrer, grâce à l'utilisation d'un fluxmètre multi-zone, que le jet de vapeur (observé pour des pressions de saturation inférieures à 20 mbar) peut être généré de deux manières différentes entraînant des réponses thermiques différentes : soit par nucléation d'une seconde bulle suite au départ d'une première bulle, soit par la formation d'un jet de vapeur par dépression (cavitation). Ces auteurs identifient également, dans ces gammes de pression, la présence de bulles sans formation de jet de vapeur (qu'ils nomment *bulles sphéroïdales oblongues* ou *oblate spheroid-shaped bubbles*). Les conditions menant à la formation d'une de ces trois formes de bulles restent cependant à

être identifiées.

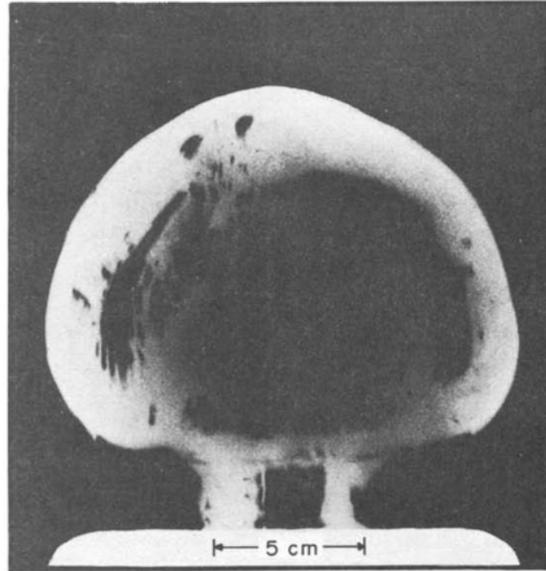


FIGURE 1.10 – Exemple de bulle d’eau observée à pression subatmosphérique ($P = 20,4$ mbar) [32]

Enfin, l’observation de la forme hémisphérique des bulles tend à montrer que les effets d’inertie sont significativement plus grands lorsque la pression est réduite [9], [30], [32], [40]. En effet, cette forme est généralement observée lors de la phase de croissance inertielle.

1.2.4 Forces s’appliquant sur une bulle

Pendant la croissance d’une bulle, le bilan des forces s’y appliquant détermine ses caractéristiques comme sa forme, sa vitesse ou son volume. Les forces les plus communément considérées lors de l’étude dynamique de la croissance des bulles sont les suivantes :

- **Flottabilité.** Résultante des forces de pression hydrostatique qui s’appliquent sur la bulle, elle est due au gradient de pression vertical dans le liquide, généré par la gravité. Dans le cas d’une bulle de vapeur complètement immergée dans un liquide, elle est dirigée vers le haut du fait de la différence des masses volumiques.
- **Force de contact.** Lorsqu’une bulle est générée sur une surface plane, elle subit une pression supplémentaire, exercée sur son aire de contact avec la paroi. La force de contact – parfois considérée comme une correction dans l’expression de la force de

flottabilité ([46] par exemple) – traduit alors la réaction de la paroi solide à la présence de la bulle.

- **Force de tension de surface.** Également appelée *tension de surface à la ligne triple*, elle est la manifestation macroscopique des interactions moléculaires entre les trois phases présentes à la ligne triple. Cette force dépend de la tension de surface liquide-vapeur et de l'angle de contact avec le solide. Elle tend généralement à maintenir la bulle sur la paroi.
- **Force thermo-capillaire.** Lorsqu'une bulle de vapeur croît sur une surface plane, dans un champ de température non homogène, le gradient de température à l'interface de la bulle induit un gradient de tension de surface³. Le gradient génère alors un mouvement du liquide le long de l'interface, de la base de la bulle à son sommet (ce dernier étant plus froid, la tension de surface y est plus importante), résultant en une contrainte de cisaillement.
- **Force d'inertie liquide.** Dans un liquide incompressible au repos, le mouvement d'un objet accéléré induit une réponse instationnaire du liquide à cette accélération. En effet, pour progresser dans le liquide, l'objet met celui-ci en mouvement afin de libérer l'espace qu'il y occupera. Tout se passe alors comme si une masse fictive lui était ajoutée, dépendant de sa géométrie et proportionnelle à la masse de liquide déplacée⁴ [47], [48]. Une force supplémentaire est donc appliquée à l'objet, en opposition au mouvement, traduisant cette réponse du liquide. Cette force est communément appelée *force d'inertie*⁵. Dans le cas particulier d'une bulle en croissance, l'accélération de cette dernière génère effectivement un mouvement instationnaire du liquide. Ce dernier exerce donc une force d'inertie liquide sur l'interface, qui peut également être comprise comme la résultante des forces de pression hydrodynamique dues au mouvement du liquide, s'exerçant sur l'interface de la bulle [15].
- **Force de traînée.** Manifestation des effets de dissipation de la quantité de mouvement, cette force est dirigée en opposition au mouvement de la bulle.
- **Force de portance.** Lorsqu'une bulle en précède une autre dans un temps suffisamment

3. Lorsque le gradient de tension de surface est généré par un gradient de concentration, cette force est connue sous le nom de *force de Marangoni*

4. Dans le cas d'une sphère, la masse fictive correspond à la moitié de la masse de liquide déplacée

5. Elle est également connue sous le nom de *force de masse ajoutée*

court (lorsque le temps d'attente est suffisamment petit), le départ de la première bulle génère un écoulement dans son sillage, appliquant une force sur la suivante, dirigée vers le haut.

Un bilan des forces au moment du détachement de la bulle, prenant en considération les différentes forces citées et en supposant que ces dernières s'équilibrent à cet instant, permet de prédire son diamètre correspondant (voir par exemple [49]-[51]).

Il existe cependant une situation ne permettant pas de prédire un tel diamètre de détachement : la proximité d'une surface libre et l'interaction de cette dernière avec la bulle menant à la rupture de son interface. Dans ces conditions, la bulle peut ne pas connaître de détachement, et les forces s'y appliquant dans les derniers instants de sa croissance ne sont pas à l'équilibre, puisque la double interface liquide vapeur constituant la double interface entre la bulle et la surface libre se rompt.

1.3 Présence de parois solides : espace confiné

Lors de l'ébullition d'un fluide dans un canal, si l'une des dimensions du canal est suffisamment faible pour altérer les mécanismes thermiques et hydrodynamiques par rapport à l'ébullition dans un milieu liquide infini, le canal est dit *confiné*.

Il est maintenant connu que la présence de parois rapprochées formant un canal confiné a un impact non négligeable sur les échanges thermiques avec la surface chauffante. En effet, alors que ces derniers sont améliorés lorsque le confinement est modéré [52]-[56], un confinement extrême les dégrade [54], [56]. D'autre part, la présence des parois est à l'origine de l'observation de trois régimes d'ébullition distincts, dépendant du flux thermique imposé et du degré de confinement : le régime des *bulles isolées et déformées*, le régime des *bulles coalescées* et le régime d'*asèchement partiel* [57].

Les effets du confinement sur la dynamique des bulles peuvent être quantifiés en introduisant la longueur capillaire (équation 1.12). Cette longueur, dépendant des caractéristiques thermophysiques du fluide, est communément utilisée pour caractériser le comportement d'une interface sous l'influence des forces de capillarité et de gravité. Dans le cas des bulles de vapeur, elle est déterminée en équilibrant ces deux forces dans des conditions d'ébullition en

vase (en milieu liquide infini) [26], [38]. Ainsi, le diamètre de détachement de la bulle peut être estimé grâce à L_c – en supposant les forces inertielles et de viscosité négligeables – puisque ces forces se compensent lors de son départ.

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \quad (1.12)$$

avec g la constante d'accélération gravitationnelle.

Dans le cas particulier de l'ébullition en milieu subatmosphérique, la taille finale des bulles observées est bien plus importante (plusieurs centimètres de diamètre dans un milieu liquide infini [8], [58]), en comparaison au cas atmosphérique (diamètre de l'ordre du millimètre). La longueur capillaire dans sa définition classique (équation 1.12), dont la valeur est d'environ 2,5 mm dans le cas de l'eau à pression atmosphérique, est alors inadéquate pour estimer le diamètre final des bulles à pression subatmosphérique. Giraud *et al.* [58] ont ainsi proposé une nouvelle définition de cette longueur, L_c^{subatm} (équation 1.13), prenant en compte les effets significatifs de l'inertie et de la viscosité dans ces conditions de pression. Cette longueur capillaire modifiée est généralement de l'ordre de quelques centimètres dans le cas de l'eau à pression subatmosphérique, plus proche de la taille finale des bulles observées dans ce contexte [58].

$$L_c^{subatm} = \frac{U^2}{2g} + \sqrt{\left(\frac{U^2}{2g}\right)^2 + L_c^2 + \frac{\mu_L U}{(\rho_L - \rho_V)g}} \quad (1.13)$$

où U est une vitesse caractéristique (par exemple, la vitesse interfaciale de la bulle).

À partir de cette longueur capillaire, il est possible de définir un nombre sans dimension permettant d'évaluer l'influence de la présence des parois. En effet, si e est l'épaisseur de confinement du canal (soit la longueur de sa dimension la plus faible), le rapport de cette longueur à la longueur capillaire est appelé *nombre de confinement* (équation 1.14).

$$Co = \begin{cases} \frac{e}{L_c} & \text{en milieu atmosphérique} \\ \frac{e}{L_c^{subatm}} & \text{en milieu subatmosphérique} \end{cases} \quad (1.14)$$

Ainsi, si $Co \ll 1$, l'épaisseur de confinement est largement inférieure au diamètre final de la bulle dans des conditions d'ébullition en milieu infini : des effets d'écrasement dus aux

parois rapprochées peuvent être attendus.

1.4 Proximité d'une surface libre et interaction

L'interaction entre une bulle et une surface libre donne lieu à des phénomènes très complexes de déformation et de mouvements d'interface. Cette problématique a été largement étudiée dans le cas de bulles de gaz (air) [59]-[61] ou de cavitation générée par décharge électrique [62]-[66]⁶, évoluant dans un bassin d'eau. Les phénomènes observés lors des interactions bulle-surface libre semblent pouvoir être séparés en trois régimes (figure 1.11 [68]) :

1. La bulle rebondit sous l'interface puis peut subir des déformations et/ou des fragmentations variées. La surface libre, par réaction, génère un jet de liquide vertical vers le haut (figure 1.11a).
2. La bulle s'élève dans le liquide, ralentit à l'approche de la surface libre puis reste immobile pendant un temps relativement long. La surface libre rompt ensuite, donnant lieu à un jet liquide vertical dirigé vers le haut, provenant de la base de la bulle éclatée. Une fragmentation de la pointe du jet en gouttelettes peut ensuite être observée (figure 1.11b). Ce régime est associé à une surpression interne faible.
3. La bulle croît et s'élève, puis rencontre la surface libre et explose violemment, projetant des gouttelettes vers le haut. Un jet est ensuite formé par le mouvement de l'interface à l'endroit de ce qui fut la base de la bulle, qui retombe après avoir atteint une hauteur maximale (figure 1.11c). Ce phénomène est observé lorsque la surpression interne est forte et la distance initiale bulle-surface libre faible.

Le comportement de la bulle et de la surface libre avant et après l'interaction (effondrement de la bulle et/ou génération de jet, rupture d'interface, bulle toroïdale...) est notamment caractérisé par l'intensité de la force de flottabilité. En effet, le *paramètre de flottabilité* δ , généralement exprimé sous la forme de l'équation 1.15, semble régir ces phénomènes, dans le

6. Dans les études citées ici, les bulles sont générées par décharge électrique importante [67] : deux électrodes sont mises en contact, libérant une grande quantité d'énergie par effet Joule. Ceci entraîne la formation d'une bulle, dont la dynamique est semblable aux bulles de cavitation, notamment caractérisée par un effondrement rapide.

1.4. PROXIMITÉ D'UNE SURFACE LIBRE ET INTERACTION

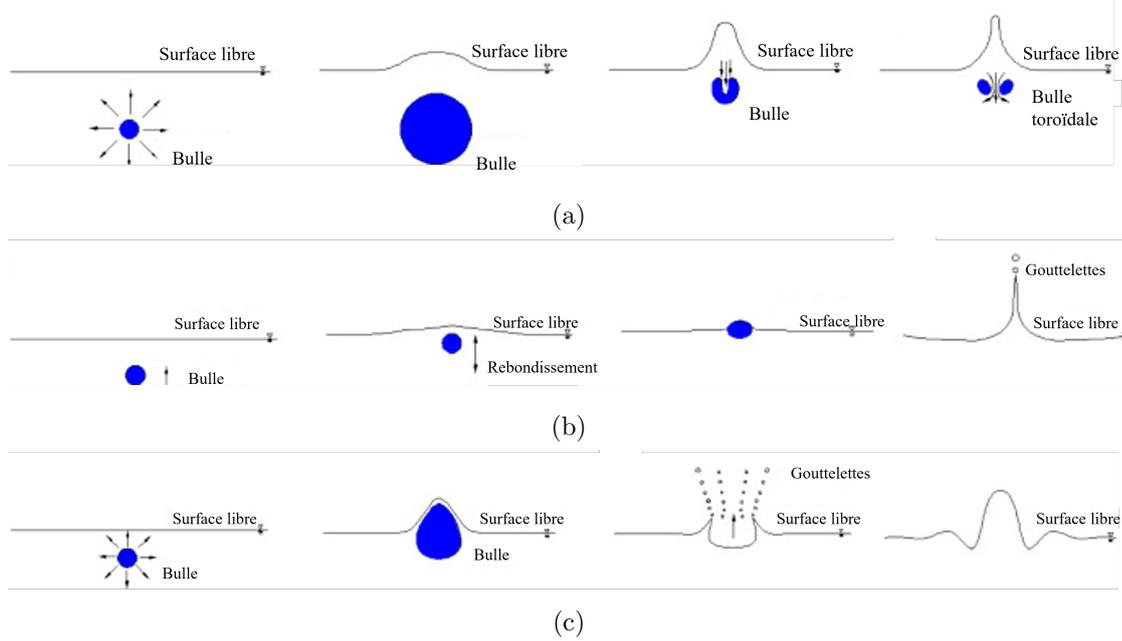


FIGURE 1.11 – Différents scénarios pouvant être observés lors de l'interaction bulle-surface libre en milieu liquide infini, d'après [68]

cas des bulles de gaz [69], [70] comme de vapeur [71], [72].

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho_L g R}{P}} \quad (1.15)$$

où R est un rayon caractéristique de la bulle (généralement le rayon initial ou maximal) et P est une pression caractéristique (comme la pression de vapeur ou la surpression interne de la bulle).

Un autre paramètre est déterminant dans le comportement de la bulle et de la surface libre lors de leur interaction : la distance normalisée (généralement par le rayon maximal ou initial de la bulle selon les cas) séparant les deux interfaces à l'instant initial, notée γ et introduite dans l'équation 1.16.

$$\gamma = \frac{\Delta h_{SL}}{R} \quad (1.16)$$

avec Δh_{SL} la distance de la bulle à la surface libre et R le même rayon caractéristique qu'utilisé dans l'équation 1.15.

Il a été montré que ce paramètre a un impact significatif sur la dynamique de la surface

libre après interaction et/ou rupture [68], [73] et notamment sur la longueur et la vitesse du jet liquide formé après l'interaction [74]-[76]. Lorsqu'une bulle interagit avec un corps solide (paroi ou objet) en plus de la surface libre, la distance de la bulle à cet objet a également une grande influence [66], [77].

L'effondrement ou non d'une bulle lors son interaction avec une surface libre est généralement déterminé par la compétition de la force de flottabilité avec la force dite de *Bjerknes* [78]. Cette force, normale à la surface libre, correspond à la réponse de celle-ci à son excitation par la bulle⁷. D'après Blake *et al.* [64], le produit $\gamma\delta$ compare la force de flottabilité à la force de Bjerknes. Si ce produit est inférieur à une valeur seuil (0.442 d'après les auteurs), la force de Bjerknes prédomine face à la flottabilité et la bulle s'effondre, repoussée par la surface libre qui génère par la suite un jet liquide ascendant. Cette description pourrait correspondre au régime illustré dans la figure 1.11a. À l'inverse, lorsque le produit $\gamma\delta$ est supérieur à la valeur critique, les forces de flottabilité prédominent et la bulle forme un jet vertical dirigé vers la surface libre pendant son ascension (régime dépeint par l'illustration 1.11c). Les limites de cette interprétation ont toutefois été mises en évidence par Wang *et al.* [69], [71], [79], [80] pour des faibles valeurs de γ , ayant observé des phénomènes en contradiction avec ces prédictions.

Malgré le nombre important d'études dans la littérature sur ce sujet, très peu d'entre elles concernent la rupture d'une surface libre dans un espace confiné en interaction avec une bulle de vapeur. Quah *et al.* [65] ont par exemple étudié l'interaction de bulles de gaz avec une surface libre en espace confiné, rapportant également plusieurs phénomènes d'interaction et notant la dépendance de ces différentes interactions à la profondeur initiale de la bulle ainsi qu'à sa distance à l'axe de symétrie vertical du canal. De plus, la plupart des études concentrent l'analyse sur la dynamique de la bulle avant ou après l'interaction et/ou la rupture. La dynamique de la bulle à l'instant de la rupture de l'interface – lorsqu'une rupture est observée – semble donc toujours mal comprise.

Enfin, toutes ces études considèrent des bulles générées artificiellement, par injection de gaz ou par décharge électrique. Très peu d'études ont été réalisées dans un contexte d'ébul-

7. La force de Bjerknes est généralement rencontrée lors de la propagation d'ondes acoustiques dans un liquide induisant la translation d'une bulle [47], [78], mais s'applique également au cas présent [64], [69], [71], [79]

1.4. PROXIMITÉ D'UNE SURFACE LIBRE ET INTERACTION

lition nucléée dans lequel des bulles de vapeur sont spontanément générées par activation de sites de nucléation. L'étude menée par Giraud *et al.* [81] lors de l'ébullition de l'eau à pression subatmosphérique dans une fine couche de liquide reste trop succincte et s'attache uniquement à décrire les différentes croissances et éventuelles ruptures de bulles observées. Les conditions de pression nécessitant la prise en compte de la pression hydrostatique semblent également absentes des nombreuses études sur le sujet.

Conclusion

Dans ce chapitre, les concepts fondamentaux nécessaires à la bonne compréhension de la suite de ce manuscrit ont été présentés. En particulier, après une introduction à la théorie de la nucléation, la modélisation classique de la croissance des bulles a été exposée. Selon la majorité des modèles présents dans la littérature, l'évolution temporelle d'une bulle est divisée en deux phases principales : la phase inertielle, puis la phase diffusive.

Cependant, dans le cas de la vaporisation de l'eau à pression sub-atmosphérique, l'environnement d'ébullition est fortement inhomogène. Les bulles observées dans ces conditions sont atypiques, et leur croissance semble majoritairement contrôlée par l'inertie. Ainsi, les modèles communément utilisés ne permettent pas de prédire le comportement des bulles d'eau à pression subatmosphérique avec justesse. D'autre part, la présence de parois solides rapprochées ainsi que la proximité d'une surface libre ajoutent d'avantage de complexité au problème.

Ce chapitre a également permis de mettre en évidence des manques dans la littérature. Il a notamment été montré que :

- *Le comportement de l'eau dans des conditions subatmosphériques est probablement lié à la proximité de la pression de travail à la pression du point triple, notamment en raison de la variation importante de ses propriétés thermophysiques. Peu d'études ont permis de généraliser ces observations à d'autres fluides afin de vérifier cette hypothèse et parvenir à une caractérisation du comportement d'ébullition d'un corps pur quelconque à proximité de son point triple.*
- *Beaucoup de modèles décrivant la croissance des bulles dans un liquide ne prennent pas en compte l'influence de la non-homogénéité de l'environnement d'ébullition dans un contexte de basse pression et considèrent une bulle sphérique dans un milieu liquide infini uniformément surchauffé. Peu d'entre eux parviennent ainsi à prendre en compte tous les phénomènes mécaniques et thermiques intervenant lors de l'évolution de la bulle dans ces conditions, en raison de la grande complexité de ces derniers.*
- *L'ébullition de l'eau à basse pression dans un canal confiné n'a été l'objet que d'un nombre limité d'études [58], [82]. Giraud et Tréméac [82] ont toutefois rapporté l'apparition de certaines perturbations d'interface dans ces conditions et étudié leur impact sur les transferts thermiques et la production de vapeur. Les mécanismes sous-jacents et la nature des phénomènes qu'ils ont observés restent cependant inconnus : c'est pourquoi les chapitres 3 et 4 de la présente thèse s'attacheront à en proposer une analyse.*
- *Il existe un manque dans la littérature concernant l'interaction entre une bulle et une surface libre – et plus précisément la rupture de cette dernière, se produisant lors de l'ébullition subatmosphérique et confinée de l'eau. Dans son cinquième chapitre, cette thèse propose donc une étude préliminaire de ce phénomène de rupture.*

Le présent manuscrit se focalise donc sur les deux derniers points de cette liste, s'attachant à étudier les phénomènes pouvant être observés lors de la croissance de bulles de vapeur d'eau en interaction avec une surface libre (perturbations d'interface et rupture), dans le cadre de l'ébullition confinée de l'eau à basse pression.

CHAPITRE 2

INSTALLATION EXPÉRIMENTALE ET PROCÉDURES

L'étude expérimentale de la croissance et de l'éclatement de bulles de vapeur d'eau présentée dans cette thèse a été réalisée au moyen d'une installation existante. Des données expérimentales, provenant d'une campagne antérieure réalisée sur cette installation, et constituées majoritairement de nombreuses vidéos enregistrées par caméra rapide, ont nécessité le développement d'un logiciel d'automatisation de traitement d'images. Ce chapitre a pour objectif de décrire le plus précisément possible cet outil, incluant une analyse des incertitudes pour en connaître les limites.

Contenu

2.1	Dispositif expérimental	60
2.1.1	Canal	60
2.1.2	Banc complet	61
2.2	Détection des interfaces	63
2.3	Détermination des quantités physiques	65
2.3.1	Paramètres quantifiés et méthodes de mesure	66
2.3.2	Calibration des longueurs et conversion pixels/mètres	72
2.4	Analyse des incertitudes	73
2.4.1	Propagation des incertitudes	74
2.4.2	Surface apparente : écart à la mesure numérique	75
2.4.3	Incertitudes des capteurs	76

2.1 Dispositif expérimental

L'étude du comportement de l'eau lors de sa vaporisation sub-atmosphérique a pu être réalisée grâce au dispositif expérimental conçu durant la thèse de Giraud [36] et décrit ci-après.

2.1.1 Canal

L'élément principal de ce banc d'essais est un prototype d'évaporateur à plaques lisses, composé de trois plaques verticales dont la surface d'échange est de 50 cm de hauteur et 20 cm de largeur. Deux de ces plaques sont en acier inoxydable 304L, la troisième est en PMMA et constitue une des parois extérieures. Ces trois plaques constituent deux canaux comme représenté sur le schéma figure 2.1a.

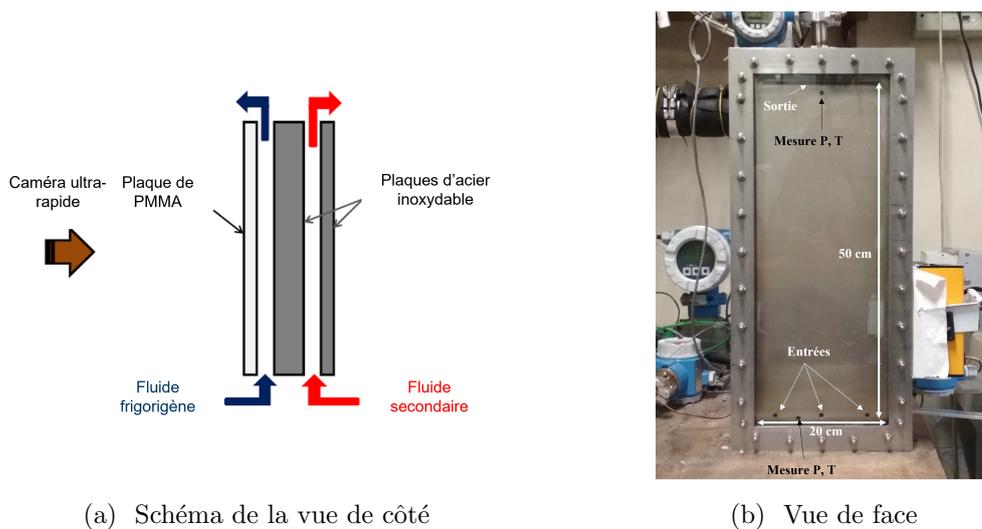


FIGURE 2.1 – (a) Représentation schématique, d'après [58] et (b) photographie du prototype d'évaporateur

La plaque de PMMA correspond à la paroi extérieure du canal principal, dans lequel circule le fluide frigorigène (de l'eau distillée) : le fluide entre dans le canal, sous forme diphasique, par trois tubes d'alimentation de 2 mm de diamètre, par le bas (figure 2.1b). Un régulateur de débit impose le débit massique entrant (0 à 2000 g/h). Le débit massique est réglé de manière à maintenir constante la hauteur de liquide dans le canal. Le fluide est ensuite évacué sous forme de vapeur à travers une fente de 17 cm de longueur et 1 cm de hauteur environ, située sur l'extrémité supérieure de la paroi intérieure du canal.

L'épaisseur du canal peut être modifiée grâce à un jeu d'entretoises et de joints toriques, permettant de la fixer à 2, 4 ou 6 mm.

La transparence de la paroi extérieure du canal principal permet d'en visualiser frontalement l'intérieur. Les phénomènes d'ébullition observés sont enregistrés à l'aide d'une caméra rapide haute résolution (Phantom VEO410) à une fréquence d'acquisition fixée entre 3000 et 5200 images par seconde en fonction des conditions opératoires.

À l'arrière du canal principal, un fluide secondaire (de l'eau distillée également) circule à co-courant à un débit de 60 kg/h à 120 kg/h. La température d'entrée de l'eau est fixée au moyen d'un bain thermostatique et l'épaisseur de ce canal secondaire est fixée à 1 mm.

Deux plaques différentes ont pu être utilisées comme séparation entre les deux canaux :

- Une première dans laquelle 44 thermocouples de type K sont insérés, à intervalles réguliers, de chaque côté (principal et secondaire).
- Une seconde, lisse, sans thermocouples.

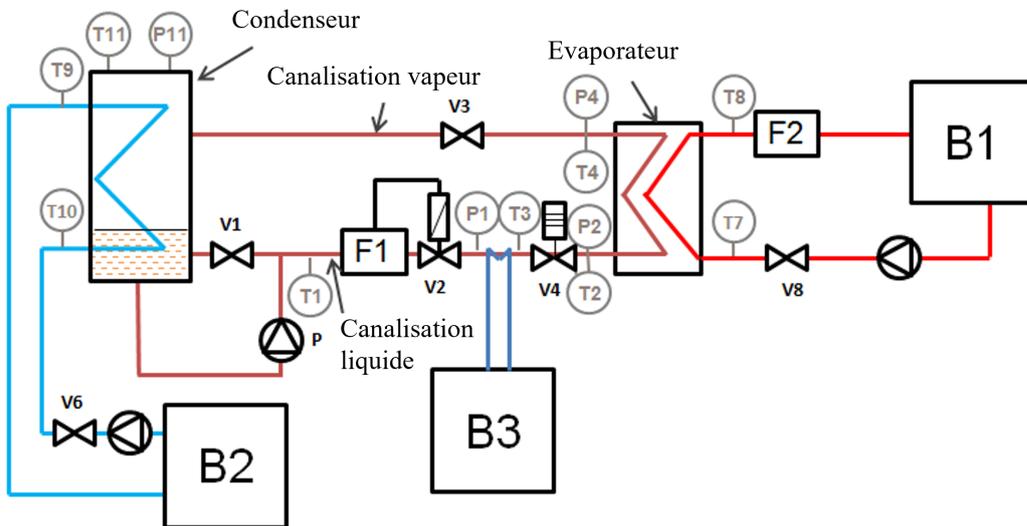
Dans les deux cas, l'épaisseur de cette plaque séparatrice est de 6 mm¹.

Afin de simplifier la lecture, le canal principal du prototype d'évaporateur (i.e. le canal dans lequel l'eau se vaporise) sera nommé "canal" dans toute la suite de cette étude.

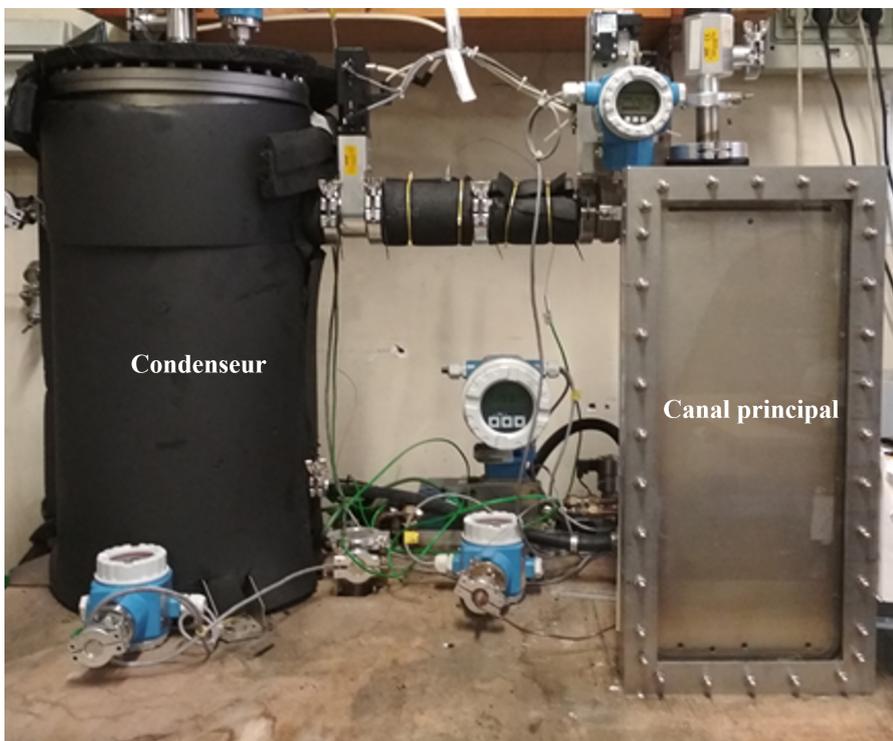
2.1.2 Banc complet

La figure 2.2 montre un schéma (figure 2.2a) et une photographie (figure 2.2b) de l'installation complète. Le fonctionnement de l'évaporateur en continu est garanti par la présence d'un condenseur, récipient cylindrique de 30 cm de diamètre intérieur et 72 cm de hauteur dans lequel un serpentin en cuivre est installé. Le fluide secondaire utilisé est de l'eau à température fixée par un deuxième bain thermostatique. La vapeur quittant le canal y est acheminée par le biais de canalisations de 52 mm de diamètre intérieur. Ces canalisations sont suffisamment volumineuses pour limiter les pertes de charges, et le condenseur est largement surdimensionné. Ainsi, la pression de travail dans l'évaporateur peut être fixée en imposant la température de saturation correspondante au condenseur.

1. Une épaisseur plus faible rendrait l'installation vulnérable à la différence de pression importante entre les deux canaux. En effet, la pression de travail dans le canal principal est de l'ordre de 10 mbar tandis que le canal secondaire est à pression atmosphérique



(a) Schéma de l'installation (d'après [36])



(b) Banc expérimental (vue de face)

FIGURE 2.2 – (a) Représentation schématique et (b) photographie du banc expérimental

Le fluide change d'état dans le condenseur et le quitte sous forme liquide, par le bas. Il circule dans une canalisation liquide de 5 cm de diamètre intérieur et est ensuite entraîné par une pompe de recirculation afin de compenser les pertes de charge générées par le contrôleur de débit massique (F1 sur la figure 2.2a). À la sortie de ce contrôleur, le liquide peut être chauffé (ou non) par un échangeur tubulaire en cuivre dont la température du fluide secondaire est fixée par un troisième bain thermostatique. Enfin, une vanne de détente située en amont du canal principal permet une alimentation de ce dernier en diphasique.

La température est mesurée en entrée et en sortie de chaque échangeur, côté primaire et secondaire. Chaque mesure est réalisée grâce à des thermocouples de type K. La pression est également mesurée pour chaque composant, ainsi qu'en amont et en aval de la vanne de détente.

2.2 Détection des interfaces

L'enregistrement par caméra rapide de la croissance et l'éclatement de bulles d'eau génère un nombre important de vidéos, elles mêmes constituées d'un grand nombre d'images. Afin d'exploiter cet important jeu de données, une automatisation du traitement est nécessaire. Un programme a été développé en langage Python dans ce but, s'appuyant en partie sur le module OpenCV [83]. L'objectif du programme est de mesurer numériquement les caractéristiques des bulles pendant leur croissance et après leur éclatement, pour chaque vidéo capturée.

Dans un premier temps, chaque vidéo est découpée en une séquence d'images, dont le nombre total dépend de la durée de la vidéo et de la fréquence d'acquisition des images (f_{ps}). Chaque image représente donc un instant particulier t de la croissance ou de l'éclatement, avec un pas de temps constant entre les images ($dt = 1/f_{ps}$).

Le code de traitement d'images procède alors comme suit, automatiquement, pour chaque image de chaque vidéo (la figure 2.3 illustre les différentes étapes de cette procédure) :

1. Un filtre est fabriqué, défini comme la moyenne des images de la séquence.
2. Ce filtre est soustrait à chaque image afin de supprimer les parties immobiles de la vidéo, correspondant à l'arrière-plan de l'image.

3. Un seuillage est ensuite réalisé². Cette solution permet de mettre en lumière ou au contraire de supprimer certaines parties de l'image. Dans la présente étude, après plusieurs itérations, la valeur seuil optimale permettant de mettre en évidence les contours de la bulle et de la surface libre pour un maximum d'images est de 253. Ainsi, chaque pixel dont la valeur est supérieure ou égale à 253 est fixée à 0 : les pixels les plus clairs, qui correspondent à la majorité du bruit après application du filtre, sont rendus noirs.
4. Une fonction de débruitage (fonction *opening* du module *OpenCV* [83]) est ensuite appliquée pour éliminer les potentiels pixels isolés restants.
5. Les contours de la bulle et de la surface libre sont détectés à l'aide de l'algorithme Canny basé sur la détection de gradients d'intensité [84].
6. Enfin, pour combler les trous potentiels dans les contours de la bulle et de la surface libre, créés par le débruitage et/ou la détection des contours, chaque pixel des contours est dilaté avec un élément structurant carré de 6 pixels de côté. Ce nombre de pixels a été choisi arbitrairement afin de garantir une reconstitution correcte de la bulle.

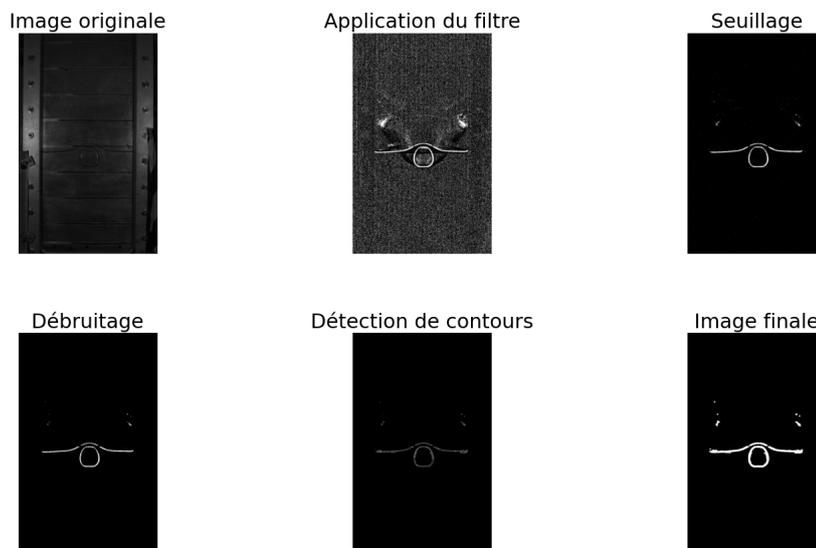


FIGURE 2.3 – Étapes du traitement d'images : exemple pour une image de la séquence ($t = 76,7$ ms)

². Les pixels de l'image ayant chacun une valeur définissant leur niveau de gris (de 0 : noir à 255 : blanc), le seuillage consiste à changer la valeur des pixels dont la valeur initiale dépasse un certain seuil.

2.3. DÉTERMINATION DES QUANTITÉS PHYSIQUES

Malgré l'efficacité du programme à détecter les interfaces, il peut arriver que quelques pixels parasites persistent. Dans un tel cas, une étape de post-traitement est réalisée, au cours de laquelle les pixels blancs indésirables sont supprimés manuellement (en utilisant un code spécifique adapté à chaque vidéo).

La figure 2.4 présente un exemple de résultats obtenus par cette procédure pour une séquence d'images correspondant à la croissance et l'éclatement d'une bulle : les images brutes (haut) sont peu lisibles. L'utilisation du programme permet ainsi de mettre en évidence les contours de la bulle et de la surface libre et ainsi de les identifier clairement sur les images traitées (bas).

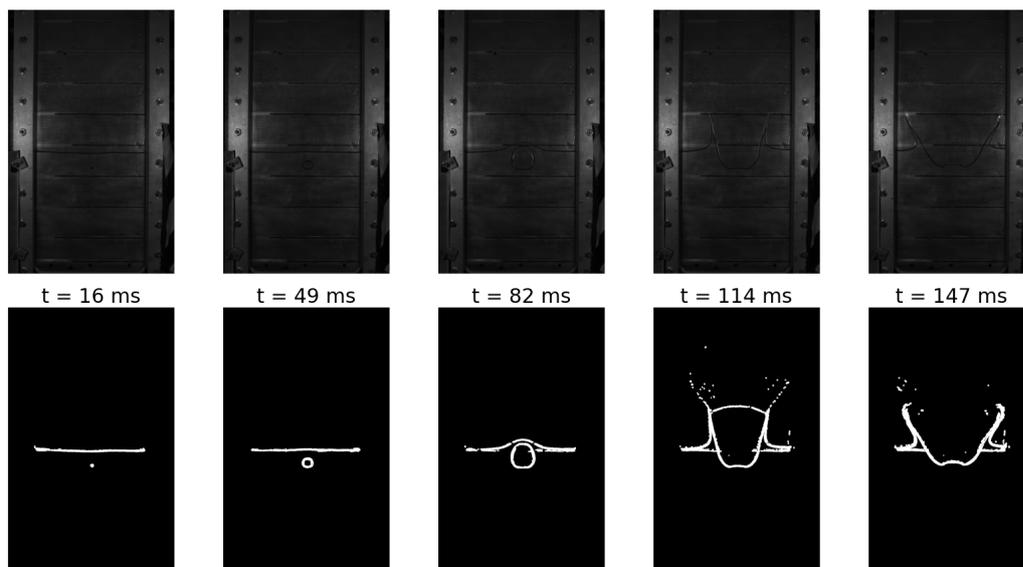


FIGURE 2.4 – Exemple de traitement pour une séquence d'images. Haut : images brutes, bas : images traitées

2.3 Détermination des quantités physiques

Le traitement d'images a ainsi permis d'obtenir des images dans lesquelles l'interface de bulle et la surface libre apparaissent nettement, rendant possible la mesure des caractéristiques listées dans cette partie. Après calibration, le code de traitement effectue ces mesures pour chaque vidéo préalablement traitée.

2.3.1 Paramètres quantifiés et méthodes de mesure

2.3.1.1 Hauteur de liquide

Pour obtenir une information sur le volume de liquide présent dans le canal, la mesure de la hauteur de remplissage est nécessaire. Pour ce faire, le nombre de pixels blancs est compté sur chaque ligne de la première image de la séquence. La hauteur de liquide correspond à la coordonnée verticale de la ligne contenant le plus de pixels blancs. Une illustration de ce calcul est présentée figure 2.5 : le nombre de pixels blancs (abscisse) est tracé pour chaque ligne de l'image (ordonnée). Il apparaît que la valeur maximale correspond effectivement à la position de la surface libre. La coordonnée de la ligne correspondant à cette valeur maximale est récupérée pour obtenir le niveau de liquide. Il est en revanche à noter que l'axe des ordonnées est inversé sur l'image, faisant de la bordure supérieure l'origine des coordonnées verticales (le parcours des lignes est réalisé de haut en bas). Pour rétablir l'origine à la bordure inférieure, la hauteur de liquide est donc calculée par soustraction de la coordonnée mesurée à la hauteur maximale de l'image.

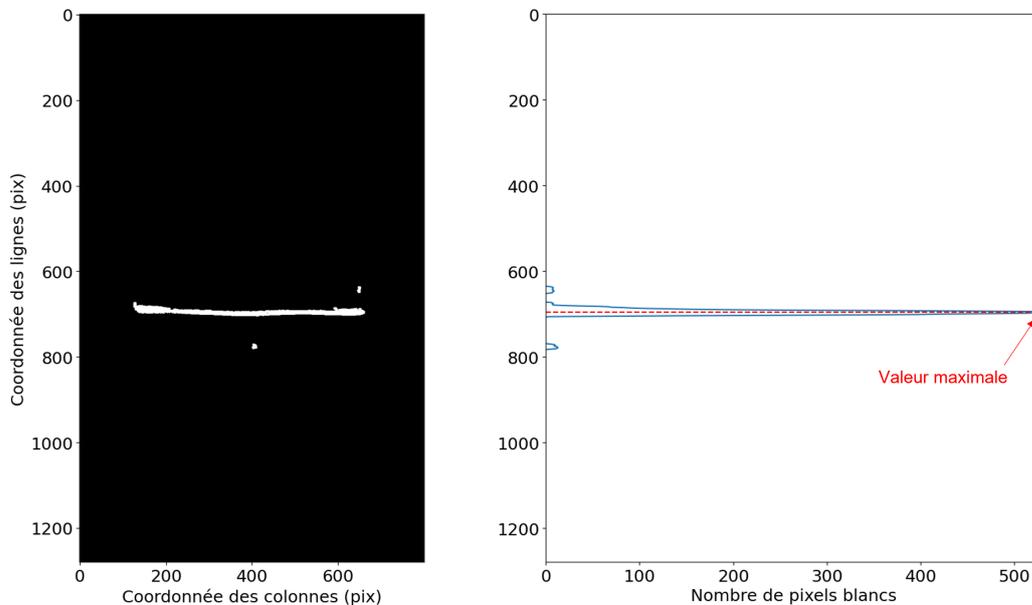


FIGURE 2.5 – Mesure de la hauteur de liquide

2.3.1.2 Coordonnées de l'emplacement initial

Les coordonnées de l'emplacement initial de la bulle (qui permettront notamment de calculer sa profondeur) peuvent également être mesurées automatiquement. Le programme débute par la recherche du site en analysant la première image de la séquence : un masque est créé sous la surface libre mesurée précédemment, limitant la zone de recherche (figure 2.6a). Le programme parcourt ensuite chaque ligne de l'image de haut en bas, sur laquelle chaque pixel est également parcouru de gauche à droite. Si un pixel blanc est trouvé sur une des lignes, les coordonnées du pixel, notées i_s et j_s , correspondent aux coordonnées de l'emplacement initial (figure 2.6b) et l'algorithme prend fin. Dans le cas contraire, le programme répète l'analyse sur l'image suivante, et ce jusqu'à détection du site.

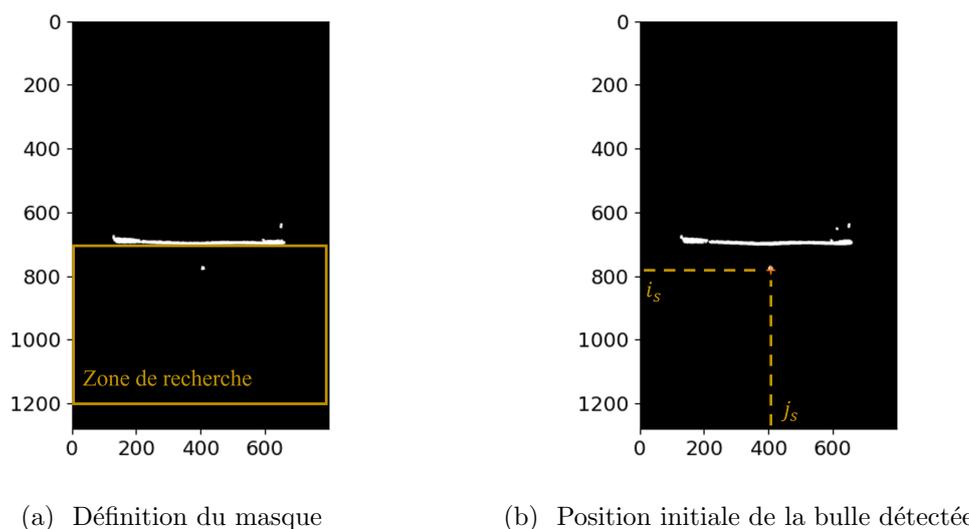


FIGURE 2.6 – Recherche de l'emplacement initial

L'image sur laquelle la bulle a été repérée est gardée en mémoire et sera appelée l'*image initiale* dans la suite de la description.

2.3.1.3 Dimensions de la bulle

Une fois la position initiale de la bulle déterminée, la localisation de la bulle sur l'image est (approximativement) connue par le programme. Il devient alors possible de calculer ses dimensions, et plus précisément sa surface apparente. Pour ce faire, il est nécessaire de l'isoler

de la surface libre au préalable. Une fonction définissant un masque adaptatif entourant la bulle a été développée dans ce but et est décrite dans cette partie.

Isolation de la bulle : masque adaptatif. La première étape de l'isolation de la bulle consiste à définir la taille du masque³ utilisé sur l'image initiale. Ce dernier doit être suffisamment grand pour contenir l'ensemble de la bulle, et suffisamment petit pour ne pas entrer en contact avec la surface libre. Pour ces raisons, un carré de 40 pixels de côté, centré sur l'emplacement initial comme illustré figure 2.7, a été arbitrairement choisi pour initialiser l'algorithme.

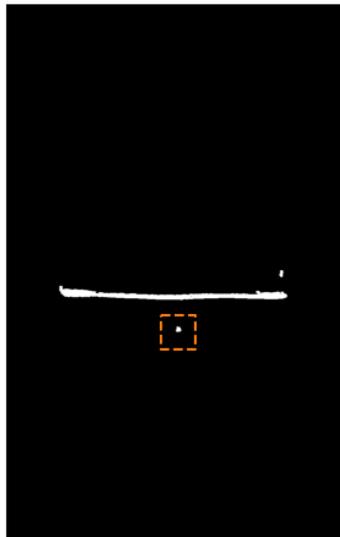


FIGURE 2.7 – Configuration du masque initial ($t = 0$ ms)

Pour les images suivantes, le masque augmente sa taille automatiquement selon la condition suivante : si un pixel blanc est détecté sur l'un des bords du masque, ce pixel blanc appartient probablement à l'interface de la bulle. La longueur du côté correspondant est alors majorée de 3 pixels. Dans le cas contraire, le masque conserve les dimensions qui le définissent. Ainsi, le masque isole la bulle de la surface libre pour la majorité des images de la séquence (figure 2.8). En revanche, en fin de croissance, la bulle est trop proche de la surface libre pour être isolée : une partie de cette dernière est alors incluse dans le masque par erreur.

3. Le masque correspond à un rectangle de dimensions prédéfinies. Tous les pixels contenus à l'intérieur du rectangle sont copiés dans une image vide (noire). De cette manière, une portion de l'image, correspondant à la partie intérieure du masque, est isolée du reste.

2.3. DÉTERMINATION DES QUANTITÉS PHYSIQUES

La mesure précise des caractéristiques de la bulle seule est alors rendue difficile et induit une surestimation quasi-systématique de sa taille (cette surestimation sera prise en compte dans le calcul des incertitudes présenté dans la partie 2.4).

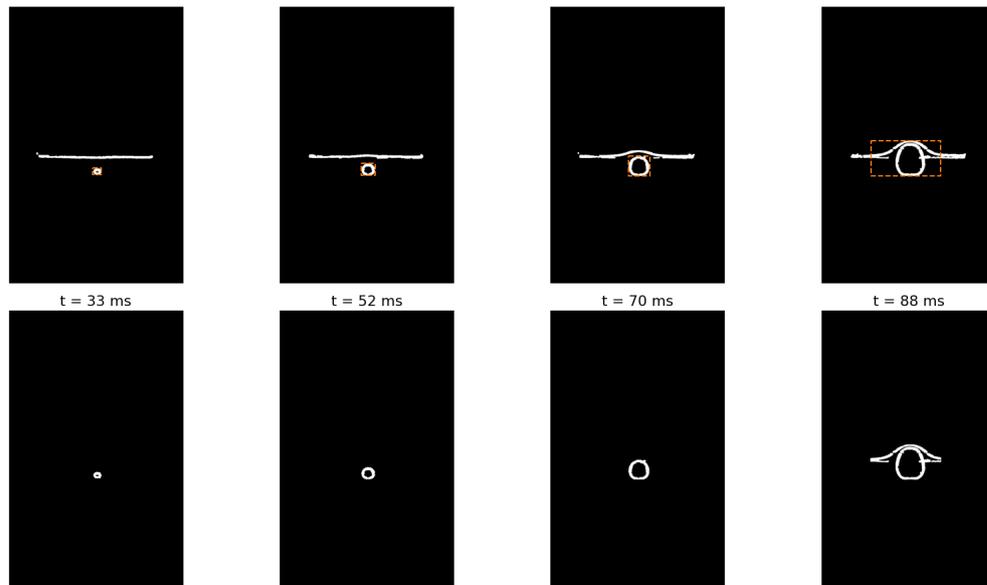


FIGURE 2.8 – Agrandissement du masque avec la taille de la bulle. Haut : définition du masque (cadre en tirets), bas : bulle isolée

Mesure de la surface apparente et calcul du rayon équivalent. Une fois la bulle isolée, la mesure de sa surface apparente est rendue possible. Cette mesure est réalisée de manière indirecte. Dans un premier temps, toutes les cordes verticales de la bulle sont mesurées : chaque colonne de l'image contenant la bulle isolée est parcourue. La distance entre le premier et le dernier pixel rencontrés lors du parcours correspond à une corde verticale, comme illustré figure 2.9. La somme de ces cordes verticales permet ainsi d'estimer la surface apparente de la bulle.

Un calcul identique est réalisé avec les cordes horizontales, en parcourant cette fois les lignes de l'image. La comparaison entre les deux méthodes de mesure permet de réaliser visuellement une première vérification qualitative de l'efficacité du programme : l'évolution de ces deux variables doit être confondue pendant toute la croissance. Dans les faits, il apparaît que, en fin de croissance et dans la majorité des cas, la surface "horizontale" S_{hor} est suresti-

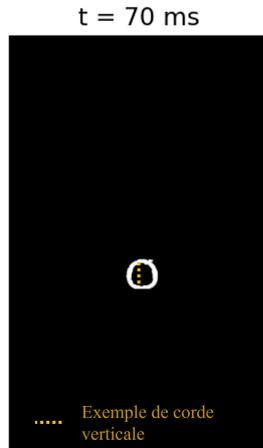


FIGURE 2.9 – Exemple de corde utilisée pour la mesure de la surface apparente

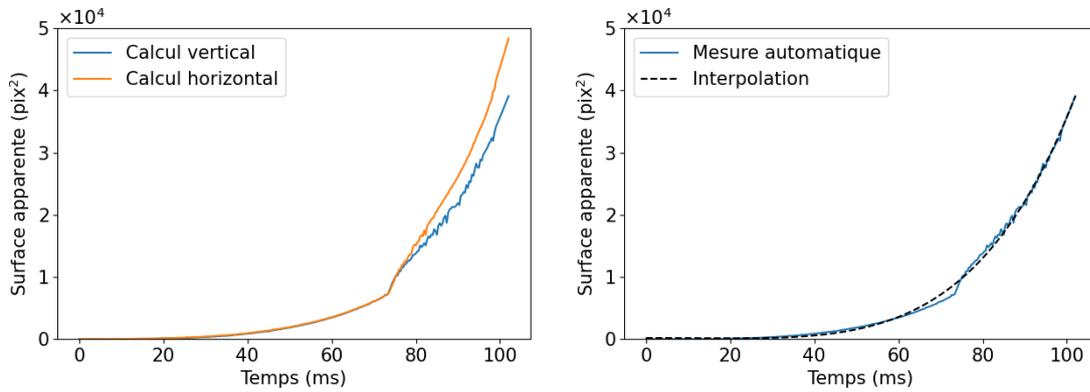
mée par rapport à la surface "verticale" S_{ver} (exemple figure 2.10a). Cette différence est due à la présence de la surface libre dans l'image de la bulle isolée, comme précisé au paragraphe précédent : les cordes horizontales sont alors plus longues que les cordes verticales (les deux extrémités détectées pouvant correspondre aux extrémités de la surface libre). Afin de minimiser cette surestimation, il a été choisi de définir la surface apparente finale S comme le minimum de ces deux surfaces.

D'autre part, une rupture peut être observée sur les deux courbes figure 2.10a, peu avant 80 ms. Cette fracture est due à l'erreur de calcul du programme décrite précédemment : à ce moment là, la surface libre est incluse dans l'image de bulle isolée. Afin de lisser la courbe d'évolution et atténuer l'effet de cette erreur, une interpolation polynomiale d'ordre 6, S_{fit} , est appliquée, les termes d'ordre impair étant supprimés afin de limiter les oscillations (figure 2.10b).

A partir de la mesure ainsi réalisée, le rayon équivalent de la bulle est calculé selon l'équation 2.1, définissant ce dernier comme le rayon du disque de même aire que la bulle.

$$R^{eq} = \sqrt{\frac{S_{fit}}{\pi}} \quad (2.1)$$

2.3. DÉTERMINATION DES QUANTITÉS PHYSIQUES



(a) Mesures verticale et horizontale de la surface apparente

(b) Interpolation polynomiale de la surface apparente finale

FIGURE 2.10 – Exemple d'évolution de la surface apparente dans le temps

2.3.1.4 Hauteur du sommet de la bulle et vitesse de l'interface

La figure 2.11 illustre la mesure de la hauteur du sommet de la bulle par rapport au bas du canal, h^+ .

Ce paramètre est mesuré pour chaque image de bulle isolée (soit à chaque temps), puis interpolé par un polynôme d'ordre 6 dépourvu des ordres impairs de la même manière que précédemment.

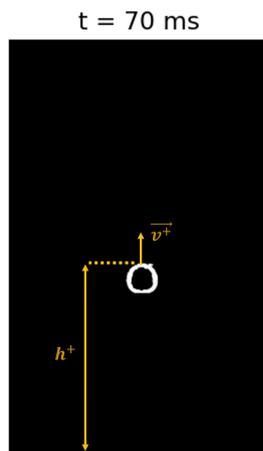


FIGURE 2.11 – Illustration des mesures

La dérivation de ce polynôme – par détermination des coefficients analytiques via le module *NumPy* – permet ensuite de calculer la vitesse v^+ du sommet de la bulle. En première approche, cette vitesse sera considérée comme la vitesse de l’interface de la bulle (ou *vitesse interfaciale*) dans la suite de ce manuscrit. La figure 2.12 montre un exemple d’évolution de cette vitesse avec le temps.

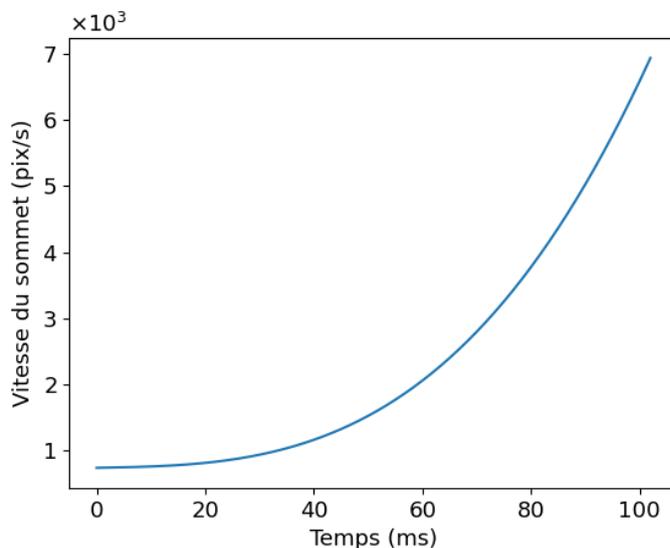


FIGURE 2.12 – Exemple d’évolution de la vitesse du sommet de la bulle dans le temps

2.3.2 Calibration des longueurs et conversion pixels/mètres

Les grandeurs listées précédemment sont mesurées directement sur les images par détermination de coordonnées en pixels, faisant donc du pixel l’unité de mesure des longueurs. Afin de convertir les longueurs en mètre (et les surfaces en mètre carré), une calibration du programme est nécessaire. Selon la configuration du canal utilisé lors de l’enregistrement des vidéos, cette calibration diffère :

- Lorsque le canal contient les thermocouples régulièrement espacés (première configuration décrite dans la partie 2.1.1), la distance L_{ref} entre deux de ces thermocouples – illustrée figure 2.13 – est mesurée physiquement (L_{ref}^m) au moyen d’un pied à coulisse. Puis, pour chaque vidéo, cette même distance est mesurée en nombre de pixels sur une des images (au hasard) de chacune des vidéos, à l’aide du logiciel imageJ [85]

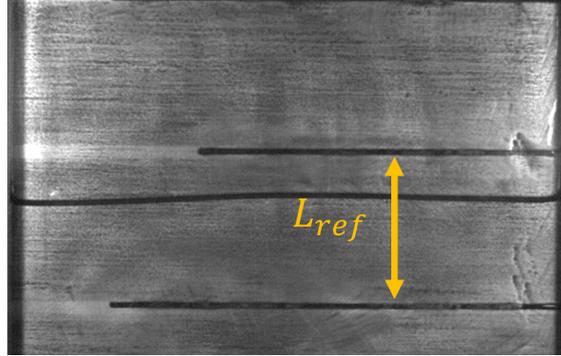


FIGURE 2.13 – Longueur de référence utilisée : distance entre deux thermocouples (image tronquée)

(L_{ref}^{pix}). On définit ainsi un facteur de conversion, noté K et exprimé en m/pix , comme le rapport de ces deux longueurs (équation 2.2) pour chaque vidéo. Cela permet de prendre en compte l'éventualité que la caméra soit déplacée de quelques centimètres entre deux captures, modifiant légèrement cette longueur L_{pix} , et ainsi améliorer la précision de la conversion.

$$K = \frac{L_{ref}^m}{L_{ref}^{pix}} \quad (2.2)$$

- Dans la deuxième configuration, lorsque le canal est lisse et ne contient pas de thermocouples, le cadrage des vidéos est fixé avant enregistrement de sorte à inclure le canal entier. La largeur de la vidéo correspond alors à la largeur du canal. Ainsi, le calcul du coefficient de conversion K se ramène simplement au rapport de la largeur du canal (en mètres) à la largeur de l'image (en pixels).

Finalement, la conversion des longueurs en mètres est réalisée en multipliant les mesures en pixels par le coefficient de conversion K . Dans le cas des surfaces, ce coefficient est élevé au carré.

2.4 Analyse des incertitudes

Pour calculer les incertitudes liées à la mesure de ces grandeurs, deux méthodes ont été utilisées : la propagation des incertitudes pour la mesure des longueurs et vitesses et l'écart à la mesure numérique pour la mesure des surfaces. En ce qui concerne la mesure des

grandeurs thermodynamiques comme la pression et la température, les incertitudes associées sont déterminées par l'étalonnage des instruments de mesure.

2.4.1 Propagation des incertitudes

2.4.1.1 Longueurs

Plusieurs types d'incertitudes interviennent lors des mesures précédemment décrites :

- L'incertitude sur la taille des pixels u_K , liée à la calibration et à la précision de mesure de la longueur de référence, est calculée comme la somme de l'incertitude liée à la mesure physique ($\pm 10^{-4}$ m, soit environ 0,2% de la mesure) et de celle liée à la mesure en nombre de pixels par imageJ (estimée à ± 2 pixels, soit 1,3% de la mesure en moyenne sur l'ensemble des vidéos). En moyenne, cette incertitude est donc évaluée à 1.5% de la valeur du coefficient K .
- Lors de la mesure automatique d'une longueur en pixels par le programme, l'incertitude aléatoire associée à la sélection d'un pixel est estimée à ± 4 pixels afin de prendre en compte l'épaississement des lignes lors du traitement d'images.
- Le cas échéant, l'interpolation polynomiale doit également être prise en compte dans l'analyse de propagation des erreurs. L'incertitude correspondant à la précision de cette interpolation est calculée à chaque instant comme la différence entre la grandeur interpolée et la grandeur réellement mesurée.

L'incertitude u_{h^+} sur la mesure de la hauteur du sommet de la bulle h^+ , par exemple, peut donc être exprimée par l'équation 2.3 :

$$\frac{u_{h^+}}{h^+} = \sqrt{\left(\frac{u_K}{K}\right)^2 + \left(\frac{u_{h_{pix}^+}}{h_{pix}^+}\right)^2 + \left(\frac{h_{pix}^+ - h_{fit}^+}{h_{pix}^+}\right)^2} \quad (2.3)$$

où h_{pix}^+ est la mesure de h^+ exprimée en pixels, $u_{h_{pix}^+}$ est l'incertitude aléatoire liée à cette mesure en pixels et h_{fit}^+ est la valeur interpolée de h_{pix}^+ . La valeur moyenne de cette incertitude est estimée à 3,5% de la valeur mesurée.

2.4.1.2 Vitesse

Le calcul automatique de la vitesse induit les mêmes incertitudes que lors de la mesure des longueurs, additionnées de l'incertitude u_t liée à l'estimation du pas de temps entre deux images u_t . Cette dernière, fournie par le constructeur de la caméra rapide, est estimée à 10^{-2} ms. Ainsi, l'incertitude liée au calcul de la vitesse u_{v^+} est exprimée par l'équation 2.4 et vaut en moyenne 7,5% de la mesure :

$$\frac{u_{v^+}}{v^+} = \sqrt{\left(\frac{u_t}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{u_{h^+}}{h^+}\right)^2} \quad (2.4)$$

2.4.2 Surface apparente : écart à la mesure numérique

La mesure automatique des surfaces apparentes étant réalisée indirectement comme la somme d'un nombre important de longueurs, elle est également soumise à l'incertitude aléatoire de sélection des pixels et à l'incertitude de conversion pixels/mètres définies précédemment.

Cette incertitude doit cependant être complétée de l'erreur d'estimation produite par le programme : la surestimation de la surface apparente, due à la présence de la surface libre dans l'image, est en grande partie responsable de cette inexactitude. La présence de pixels blancs indésirables ayant persisté après le débruitage (pixels parasites) peut également l'accentuer. La figure 2.14 montre un exemple d'évolution de la surface apparente mesurée automatiquement (ligne pleine) comparée aux mesures manuelles imageJ [85] (triangles rouges). Il est effectivement notable que la surface apparente est surestimée pendant la deuxième moitié de la croissance (à partir de 65 ms environ).

Pour estimer l'incertitude liée aux imperfections du programme de traitement susmentionnées, il a été choisi de mesurer l'écart de ces mesures automatiques (S_{auto}) à des mesures "manuelles" réalisées avec le logiciel imageJ [85] (S_{imgJ}), pour huit vidéos prises aléatoirement. La valeur moyenne de l'écart relatif calculé au moyen de l'équation 2.5 est de 26%. Bien que cet écart soit important, il semble raisonnable de considérer que le calcul automatique des surfaces permet d'évaluer l'allure générale de l'évolution de la surface apparente dans le temps. En revanche, lorsqu'une précision plus importante est souhaitée, la mesure manuelle

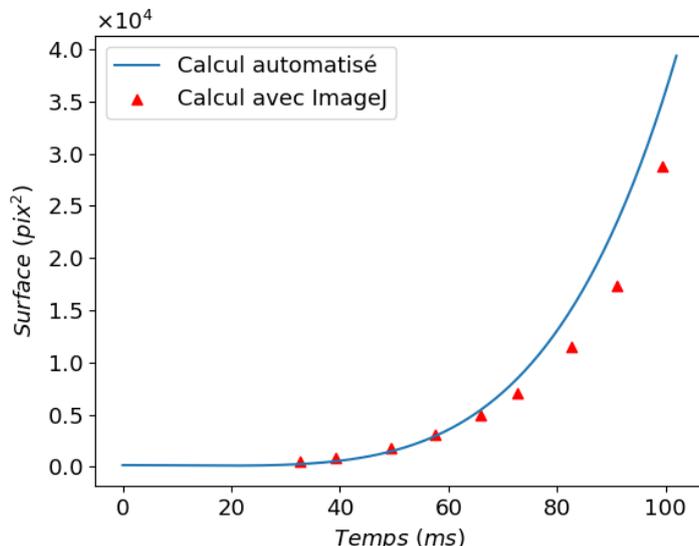


FIGURE 2.14 – Exemple de comparaison de mesures automatique et ”manuelle”

par imageJ [85] est privilégiée.

$$u_{S_{auto}} = \frac{S_{imgJ} - S_{auto}}{S_{imgJ}} \quad (2.5)$$

2.4.3 Incertitudes des capteurs

Tous les thermocouples utilisés ont été étalonnés au moyen d’une sonde étalon PT- 102-14H (Lake Shore, précision de $\pm 0,005$ K) dans la plage $[0.5 - 95^{\circ}\text{C}]$. L’incertitude liée à la mesure de température est estimée par la dispersion des mesures lors de l’étalonnage, dont la valeur est inférieure à 0,1 K.

En ce qui concerne la mesure de pression (absolue), les différents capteurs utilisés ont été étalonnés par le constructeur. L’incertitude fournie correspond à 0,075% de la plage de mesure ($[0 - 50$ mbar] – soit une incertitude de $\pm 0,0375$ mbar – dans le cas des capteurs en sortie de l’évaporateur et du condenseur et en entrée de l’évaporateur et $[0 - 200$ mbar] – soit une incertitude de $\pm 0,15$ mbar – dans le cas du capteur en amont de la vanne de détente).

Toutes les incertitudes ainsi calculées sont regroupées dans le tableau 2.1.

2.4. ANALYSE DES INCERTITUDES

TABLE 2.1 – Récapitulatif des incertitudes de mesures

Grandeur	Désignation (unité)	Méthode de calcul	Incertitude
Longueur brute	L (pix)	Estimation arbitraire	± 4 pix
Conversion pixels/mètres	K (m/pix)	Données constructeur et estimation arbitraire	1,5%
Temps	t (ms)	Données constructeur	$\pm 10^{-2}$ ms
Hauteur du sommet de la bulle	h^+ (m)	Propagation des erreurs	3,5%
Vitesse de l'interface (automatique)	v_{auto}^+ (m/s)	Propagation des erreurs	7,5%
Vitesse de l'interface (imageJ [85])	v_{imgJ}^+ (m/s)	Propagation des erreurs	4,2%
Surface apparente (automatique)	S_{auto} (pix ²)	Écart à la mesure numé- rique	26%
Surface apparente (imageJ [85])	S_{imgJ} (pix ²)	Dispersion	1,5%
Température	T (K)	Étalonnage	$\pm 0,1$ K
Pression	P (mbar)	Étalonnage	0,075% de la pleine échelle ($\pm 0,0375 - 0,15$ mbar)

Conclusion

L'installation présentée est composée de deux éléments principaux : l'évaporateur, comprenant le canal principal, et le condenseur, permettant de fixer la pression souhaitée à la sortie de ce canal. Ce dispositif, utilisé dans de précédentes études [37], [38], [58], [82], favorise la génération de phénomènes d'ébullition dans des conditions de pression subatmosphérique et d'espace restreint, et permet également la capture de vidéos de ces phénomènes par caméra rapide.

Un programme de traitement d'images a été développé dans le cadre de ces travaux afin d'exploiter les vidéos capturées. Il permet ainsi de détecter la position initiale de la bulle. À chaque instant de sa croissance, la surface apparente de la bulle peut être mesurée automatiquement, grâce à ce programme, au moyen d'un cadre adaptatif permettant d'isoler la bulle. La vitesse instantanée de son sommet est également estimée, constituant une première approximation de sa vitesse interfaciale. Ainsi, de nombreuses séquences d'images ont pu être analysées. Enfin, une estimation des incertitudes liées à ces différentes mesures a permis d'évaluer leur fiabilité.

Des résultats qualitatifs et quantitatifs ont ainsi pu être obtenus, fournissant les données qui alimentent les études présentées dans les chapitres 3 à 5.

CHAPITRE 3

CROISSANCE ET RUPTURE D'INTERFACE : ÉTUDE PHÉNOMÉNOLOGIQUE

Dans ce chapitre, la croissance des bulles de vapeur à pression sub-atmosphérique et les phénomènes liés à la rupture de son interface sont étudiés. L'étude est basée sur l'exploitation des résultats d'une campagne expérimentale antérieure. Ces résultats sont analysés, afin de tracer et comparer les différentes courbes d'évolution des surfaces apparentes des bulles. Une modélisation de ces courbes est proposée et l'influence de la profondeur initiale sur la dynamique de croissance est étudiée. Dans un second temps, une étude phénoménologique est réalisée pour chacune des trois principales perturbations d'interface observées et identifiées dans le manuscrit par les termes suivants : les fronts d'évaporation, les micro-bulles et la digitation.

Contenu

3.1	Campagne expérimentale : plan d'expériences	80
3.2	Dynamique de croissance	81
3.2.1	Initialisation	81
3.2.2	Croissance	83
3.3	Perturbations d'interface	91
3.3.1	Rupture régulière	92
3.3.2	Micro-bulles	96
3.3.3	Front d'évaporation	101
3.3.4	Digitation	103

3.1 Campagne expérimentale : plan d'expériences

Les analyses présentées dans ce chapitre sont basées sur les résultats d'une campagne expérimentale antérieure, définie par un plan d'expériences de type *Doelhart* comme décrit dans [82] et [36], et réalisée sur l'installation présentée précédemment, la plaque séparatrice utilisée étant celle contenant les thermocouples (correspondant à la première configuration décrite dans 2.1.1).

La méthodologie par plan d'expériences a été adoptée dans les travaux précédemment cités [36], [82] afin de balayer un domaine expérimental de taille importante en minimisant le nombre d'essais nécessaires. La définition du plan d'expériences repose sur une modélisation mathématique prenant en compte les paramètres ayant une influence éventuelle sur l'objet de l'étude (la puissance frigorifique dans le cas des travaux cités). Les points d'expérience à réaliser sont alors définis en fonction de ces facteurs, parcourant le domaine expérimental. Ainsi, les facteurs d'influence identifiés par Giraud [36] pour le plan d'expérience sont les suivants :

- Le niveau de liquide dans le canal H_L
- La température d'entrée du fluide secondaire du canal $T_{in,FS}^{ev}$ (comme mentionné au chapitre précédent, la température du liquide T_L est considéré égale à $T_{in,FS}^{ev}$)
- La débit massique entrant côté fluide secondaire q_{in}^{FS} – pour limiter le nombre d'essais, ce paramètre est fixé à 1 L/min
- La pression de vapeur ambiante P_v^∞ (imposée par la température d'entrée du fluide secondaire du condenseur $T_{in,FS}^{cd}$)
- La température d'entrée du fluide secondaire de l'échangeur situé en amont du canal, $T_{in,FS}^{B3}$
- L'épaisseur de canal e .

Les intervalles de variation de chacun des paramètres sont détaillés dans le tableau 3.1.

Ce type d'expérimentation présente un avantage de taille : un domaine expérimental très large peut être étudié en un minimum d'essais. En revanche, à la différence d'une étude systématique faisant varier un seul facteur à la fois, les points expérimentaux sont tous différents entre eux. Tous les facteurs varient en même temps (hormis le débit entrant du fluide

TABLE 3.1 – Domaine expérimental de la campagne antérieure basée sur un plan d'expériences [36]

Paramètre	Intervalle de variation
H_L	5 – 25 cm
$T_{in,FS}^{cd}$	2 – 15 °C
(P_v^∞)	(7 – 17 mbar)
$T_{in,FS}^{ev} = T_L$	10 – 15 °C
$T_{in,FS}^{B3}$	31,4 – 42,1 °C
e	2 – 4 – 6 mm

secondaire dans le cas décrit ici, seul paramètre d'influence fixé). Cette particularité rend difficile l'exploitation poussée des résultats expérimentaux en dehors du cadre restreint de la modélisation visée, car l'isolation d'un paramètre par rapport aux autres est impossible. L'étude phénoménologique des bulles observées lors de ces essais reste néanmoins réalisable et représente une partie des travaux présentés dans la suite de cette étude.

3.2 Dynamique de croissance

La campagne expérimentale décrite précédemment a engendré un grand nombre de vidéos de croissance et d'éclatement de bulles. Utilisant le programme de traitement d'images présenté au chapitre 2, une étude préliminaire est présentée dans cette partie. Cette étude a pour objectif de fournir une première analyse phénoménologique générale des bulles observées dans le canal, de l'instant initial à la rupture de l'interface.

3.2.1 Initialisation

Avant que ne débute la croissance de la bulle, deux situations peuvent survenir :

- une bulle de très petite taille ($< 1mm$) s'élève sans croître jusqu'à atteindre une certaine hauteur. Elle entame ensuite son expansion à l'endroit identifié comme étant l'emplacement initial de la bulle par le programme (figure 3.1a).
- une bulle de vapeur apparaît sur la paroi et croît à l'emplacement de son apparition (figure 3.1b).

Ces deux comportements ont été observés indépendamment de la dynamique de croissance

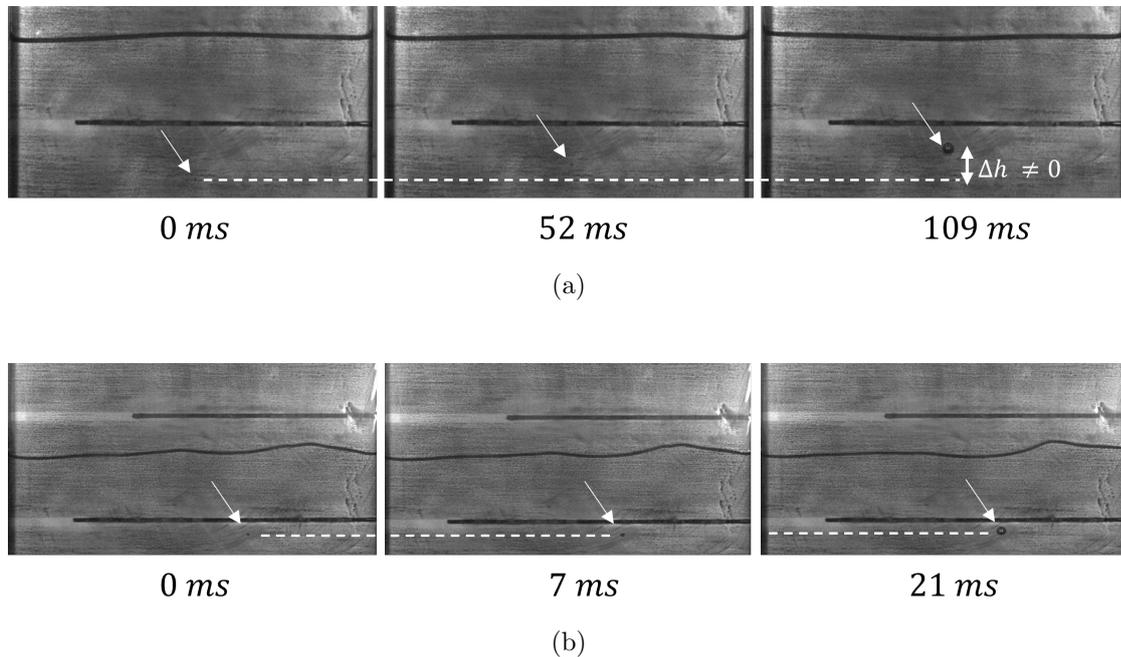


FIGURE 3.1 – Apparition d’une bulle de vapeur (a) avec ascension, (b) sans ascension

et d’éclatement.

L’ensemble des vidéos constituant un jeu de données très volumineux, la grande variété des enregistrements donne lieu à une grande variété de conditions initiales, non complètement reproductibles. Il est donc essentiel de déterminer un temps initial commun. Pour cette raison, il a été choisi de fixer arbitrairement l’origine des temps au moment où la surface apparente de la bulle atteint environ $0,8 \text{ cm}^2$. La valeur de ce critère permet d’obtenir une bonne précision lors de la mesure automatique de la surface apparente, sans négliger une part trop importante du début de la croissance. D’autre part, la présente étude se concentre sur la dynamique des bulles à un stade moyen ou avancé de la croissance : ce choix ne devrait pas affecter les résultats obtenus. Il est également cohérent avec de nombreux modèles numériques ([11], [15], [86], par exemple), considérant un rayon minimal avant la croissance. Afin d’éviter un alourdissement du discours, dans la suite de ce manuscrit, les termes "instant initial", "emplacement initial", et "profondeur initiale" désigneront respectivement l’instant initial défini dans cette partie, la position de la bulle à cet instant et sa distance verticale par rapport à la surface libre.

3.2.2 Croissance

3.2.2.1 Vue d'ensemble

Le programme de traitement d'images présenté au chapitre 2 a permis de mesurer la surface et la vitesse de chacune des bulles dont l'évolution a été enregistrée par caméra rapide. Sur le total d'environ 200 vidéos disponibles, 124 ont pu être exploitées avec un maximum de précision. Les vidéos restantes ont dû être écartées de certaines analyses pour différentes raisons, parmi lesquelles : trop de pixels parasites après traitement d'images ou recherche de l'emplacement initial infructueuse.

Sur la figure 3.2a sont tracées les courbes d'évolution de la surface apparente pour chaque bulle traitée (tous points expérimentaux confondus), différenciées en fonction de l'épaisseur de canal, de l'instant initial à la rupture de l'interface. Les durées totales de croissance sont variées, de la plus courte – moins de 100 ms – à la plus longue – plus de 200 ms. De même, les maximums de surface apparente varient de moins de 50 cm² à environ 250 cm².

Il peut être noté que, dans le cas d'une épaisseur de canal de 2 mm, le temps de croissance est généralement plus long. En revanche, les cas 4 mm et 6 mm ne semblent pas présenter de différences particulières entre eux.

Afin de comparer les différentes dynamiques de croissance entre elles, le temps et la surface sont normalisés par leurs valeurs au moment de la rupture de l'interface (équations 3.1 et 3.2).

$$t^* = \frac{t}{t_{rupture}} \quad (3.1)$$

$$S^* = \frac{S}{S_{rupture}} \quad (3.2)$$

où $t_{rupture}$ correspond à l'instant de rupture de l'interface de la bulle¹ et $S_{rupture}$ la surface de la bulle à cet instant.

Les courbes sans dimensions obtenues sont tracées sur la figure 3.2b. Sur cette figure, l'al-

1. Plus précisément, dans chaque séquence, $t_{rupture}$ correspond à la première image sur laquelle la rupture de l'interface peut être observée. la sélection de cette image pouvant difficilement être automatisée, elle est réalisée manuellement pour chaque vidéo.

lure des courbes d'évolution est comparable pour toutes les bulles : la majorité ont une forme exponentielle. Généralement, la croissance semble linéaire au début, puis accélère jusqu'à ce que la bulle atteigne sa taille maximale. Aucune différence dans la dynamique de croissance ne peut être observée en fonction des épaisseurs de canal. Au regard de ces courbes, ce facteur semble donc jouer un rôle important les temps de croissance des bulles mais ne semble pas impacter notablement leur dynamique.

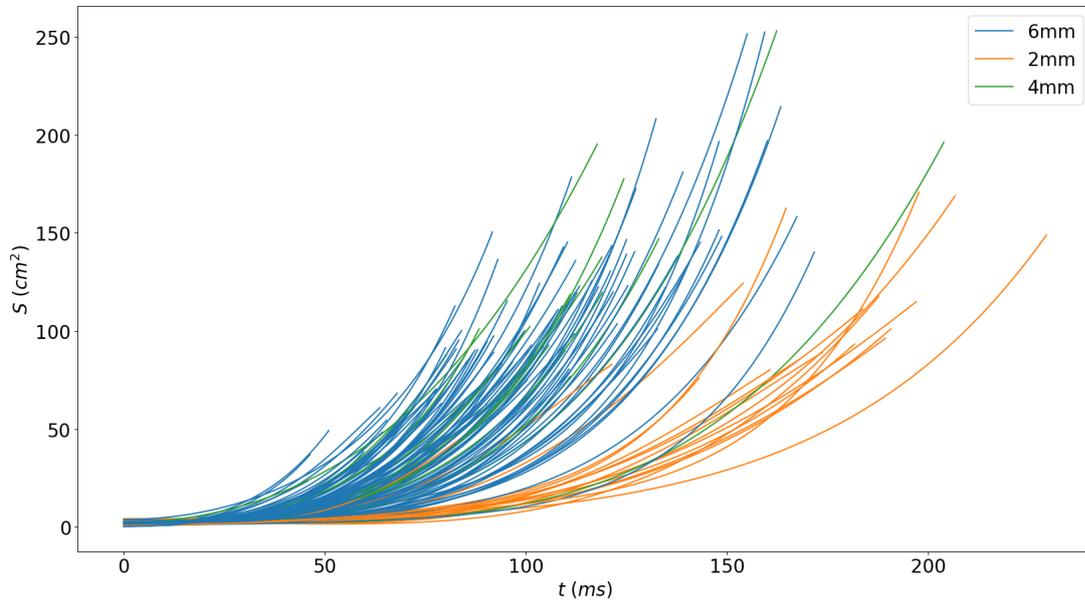
3.2.2.2 Modélisation

Chaque bulle capturée par caméra rapide lors de la campagne d'essais correspond à la bulle initiatrice d'un cycle du régime R2 décrit par Giraud *et al.* [33] : après la croissance et l'éclatement de la bulle, plusieurs bulles et masses de vapeur de tailles variées se forment et se développent de façon chaotique, jusqu'à stabilisation de la surface libre. Enfin, un temps d'attente (significativement plus long que lors de l'ébullition à pression atmosphérique) précède l'apparition d'une nouvelle bulle isolée, initiatrice d'un nouveau cycle.

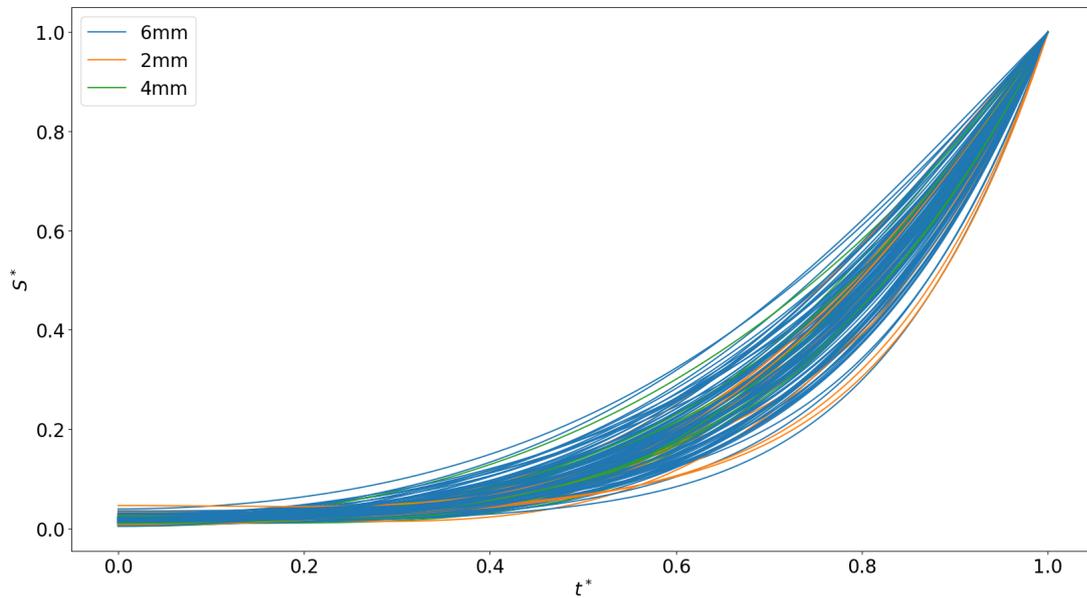
Dans la littérature, il est communément admis que la croissance d'une bulle sphérique, évoluant à pression atmosphérique dans un liquide infini et uniformément surchauffé, se déroule comme suit :

- En début de croissance, la dynamique de la bulle est contrôlée par l'inertie liquide [11], [32], [62] : la croissance est limitée par la capacité de la bulle à déplacer le liquide environnant. Par conséquent, l'évolution du rayon R de la bulle suit la loi $R \sim t$ témoignant une croissance linéaire, solution de l'équation de Rayleigh [13].
- Après une courte période de transition, le milieu et la fin de la croissance sont gouvernées par la capacité du liquide à se vaporiser à travers l'interface de la bulle : la croissance est limitée par la diffusion thermique [11], [14], [17], [32], [62]. L'évolution linéaire correspondant aux premiers instants de la croissance est ainsi ralentie pour atteindre un taux de croissance respectant la relation $R \sim \sqrt{t}$.

Lorsque la bulle évolue dans un environnement sub-atmosphérique, l'inertie liquide semble avoir un impact beaucoup plus important que dans le cas atmosphérique [7], [8], [58] : la croissance des bulles dans ces conditions serait ainsi gouvernée par l'équation de Rayleigh [13] pendant toute sa croissance, suivant une loi de croissance linéaire.



(a)



(b)

FIGURE 3.2 – Évolution de la surface apparente des bulles dans le temps, (a) avec et (b) sans dimension
 $(P_v^\infty \in [7 \text{ mbar}, 17 \text{ mbar}]; T_L \in [2 \text{ }^\circ\text{C}, 15 \text{ }^\circ\text{C}]; H_L \in [8 \text{ cm}, 38 \text{ cm}]; e \in \{2 \text{ mm}; 4 \text{ mm}; 6 \text{ mm}\})$

Depuis l'établissement des premiers modèles susmentionnés, de nombreuses lois de croissance de bulles ont été développées, dont l'expression est généralement de la forme (équation 3.3) :

$$R^* \sim t^{*n} \quad (3.3)$$

où R^* et t^* sont respectivement le rayon sans dimension de la bulle et le temps sans dimension.

La valeur de l'exposant n , seul paramètre du modèle, dépend des conditions environnantes et des phénomènes pris en compte. Ainsi, les cas de croissance inertielle et diffusive correspondent à des valeurs de n de 1 et 0,5 respectivement.

Utilisant une méthode d'interpolation appliquée à ses données expérimentales, Siedel [87] a déterminé un coefficient n de $1/3$ pour $0 < t^* < 0,2$ et de $0,2$ pour $0,2 < t^* < 1$ lors de l'étude de l'ébullition du pentane à pression atmosphérique². Avec la même méthodologie, Michaïe [7] a déterminé un paramètre n dépendant du temps normalisé t^* , de la forme : $n(t^*) = \frac{1}{3}(-1,069t^* + 1,079)$ dans le cas de l'ébullition subatmosphérique de l'eau³.

Afin d'avoir une meilleure approximation de l'exposant n dans la présente étude, la méthode utilisée par Siedel [87] et Michaïe [7] est utilisée. L'équation $S^* \sim t^{*n}$ est ainsi réarrangée pour isoler l'exposant, menant à l'équation 3.4 :

$$S^* \sim t^{*n} \Leftrightarrow n \sim \frac{\ln(S^*)}{\ln(t^*)} \quad (3.4)$$

L'évolution du rapport $\frac{\ln(S^*)}{\ln(t^*)}$ en fonction du temps adimensionné t^* est tracée, pour chacune des vidéos traitées, sur la figure 3.3. L'interpolation de cette évolution donnera alors une estimation de l'exposant n et de sa variation éventuelle dans le temps.

À l'exception des premiers et derniers instants de la croissance, l'évolution du ratio $\frac{\ln(S^*)}{\ln(t^*)}$ en fonction du temps adimensionné t^* est linéaire. Cette observation est similaire à celle observée par Michaïe : l'exposant n est dépendant du temps. Une interpolation linéaire est alors réalisée pour $0.1 \leq t^* \leq 0.98$, permettant d'estimer l'évolution de l'exposant $n(t^*)$ par

2. Le coefficient n est initialement déterminé grâce aux relations $V^* \sim t^*$ ($t^* < 0,2$) et $V^* \sim t^{*0,6}$ ($t^* > 0,2$), où V^* est le volume adimensionné de la bulle.

3. De même, la loi a initialement été exprimée en fonction du volume, soit $V^* \sim t^{*-1,069t^*+1,079}$

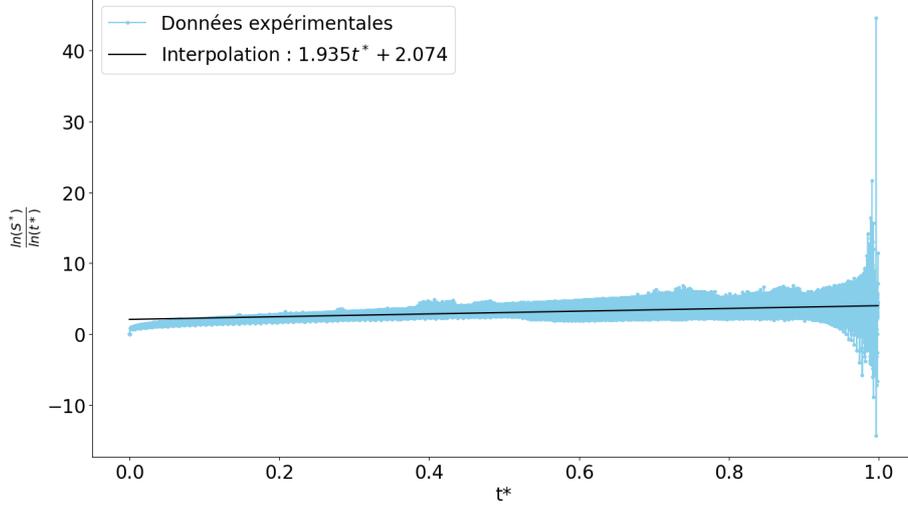


FIGURE 3.3 – Évolution du ratio $\frac{\ln(S^*)}{\ln(t^*)} \sim n$ en fonction de t^*
 ($P_v^\infty \in [7 \text{ mbar}, 17 \text{ mbar}]$; $T_L \in [2 \text{ }^\circ\text{C}, 15 \text{ }^\circ\text{C}]$; $H_L \in [8 \text{ cm}, 38 \text{ cm}]$; $e \in \{2 \text{ mm}; 4 \text{ mm}; 6 \text{ mm}\}$)

l'équation 3.5 :

$$n(t^*) = 1,935t^* + 2,074 \quad (3.5)$$

Ainsi, utilisant l'hypothèse que la surface apparente suit une loi de puissance de la forme $S^* \sim t^{*n(t^*)}$, il vient (équation 3.6) :

$$S^* \sim t^{*1,935t^*+2,074} \quad (3.6)$$

L'allure de ce nouveau modèle proposé est tracé en figure 3.4, en comparaison avec les données expérimentales et l'équivalent bidimensionnel du modèle de Rayleigh [13]⁴, prédisant une croissance suivant une loi de la forme $S^* \sim t^{*4}$.

Sur la figure, le modèle de Rayleigh équivalent, décrivant théoriquement une bulle à symétrie cylindrique et dont la croissance est gouvernée par l'inertie liquide, semble en bon accord

4. Ce modèle est basé sur les mêmes hypothèses que le modèle de Rayleigh et décrit la croissance d'une bulle à symétrie cylindrique (contrairement au modèle de Rayleigh original dont la bulle est de symétrie sphérique). L'établissement de ce modèle équivalent est précisé en annexe A

avec le modèle empirique, permettant de décrire l'évolution moyenne de la surface apparente des bulles observées ici.

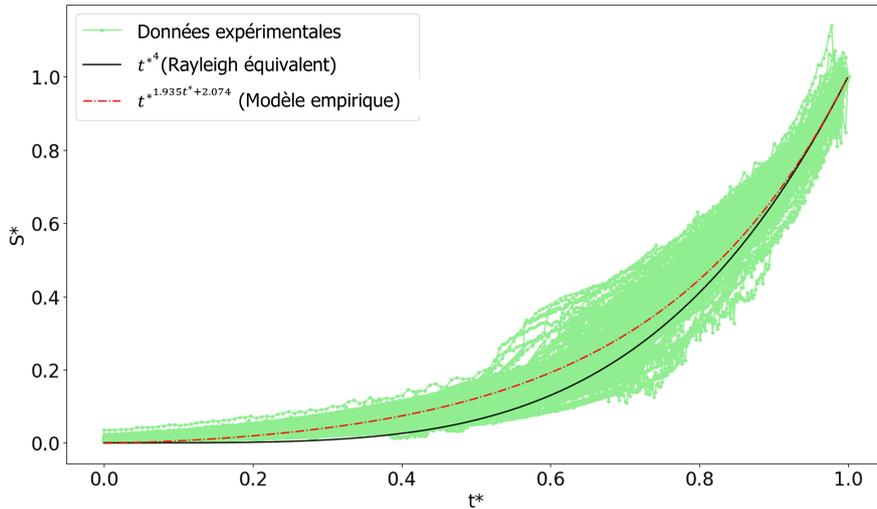


FIGURE 3.4 – Proposition d'un nouveau modèle et comparaison avec le modèle de Rayleigh équivalent [13]
 $(P_v^\infty \in [7 \text{ mbar}, 17 \text{ mbar}]; T_L \in [2 \text{ }^\circ\text{C}, 15 \text{ }^\circ\text{C}]; H_L \in [8 \text{ cm}, 38 \text{ cm}]; e \in \{2 \text{ mm}; 4 \text{ mm}; 6 \text{ mm}\})$

Il convient cependant de noter que les conditions d'expérience menant au modèle empirique et les hypothèses ayant permis de développer le modèle théorique sont différentes :

- La présence d'une surface libre interagissant avec la bulle n'est pas considérée dans le modèle théorique.
- Le modèle de Rayleigh ne prend pas en compte les effets du confinement. Or, les effets d'écrasement induits par la présence de parois rapprochées sont non négligeables [82].
- La surchauffe, considérée uniforme par le modèle de Rayleigh, ne l'est probablement pas dans le cas présent.

Malgré ces fortes disparités, le modèle de Rayleigh présente une allure très similaire à celle observée dans la plupart des cas étudiés ici. Cette forte proximité pourrait indiquer que la croissance des bulles est régie par les mêmes mécanismes : puisque le modèle de Rayleigh est basé sur une croissance de bulles gouvernée par l'inertie, il est possible que cette

prépondérance soit vérifiée dans le cas présent également.

Cette observation confirme donc que les effets inertiels pourraient avoir un impact significatif sur les bulles observées dans les conditions de la présente étude [33], [88].

3.2.2.3 Étude de cas : influence de la profondeur initiale

La dynamique des bulles observées semble dépendre d'un paramètre dont le contrôle est limité : la profondeur initiale Δh_0 . Ainsi, deux bulles générées à priori dans des conditions similaires de température et de pression, pour un confinement donné, peuvent avoir des caractéristiques différentes reliées à ce paramètre. En revanche, La hauteur de liquide (qui correspond à la localisation verticale de la surface libre, contrairement à la profondeur initiale qui mesure la distance initiale de la bulle à cette dernière) ne semble pas avoir d'impact significatif. En effet, la figure 3.5 présente les courbes d'évolution de la surface apparente des bulles observées pour les conditions suivantes : $e = 6 \text{ mm}$; $T_L = 24,3 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_v^\infty = 12,7 \text{ mbar}$. Chaque profondeur initiale est également représentée et la hauteur de liquide mesurée est renseignée.

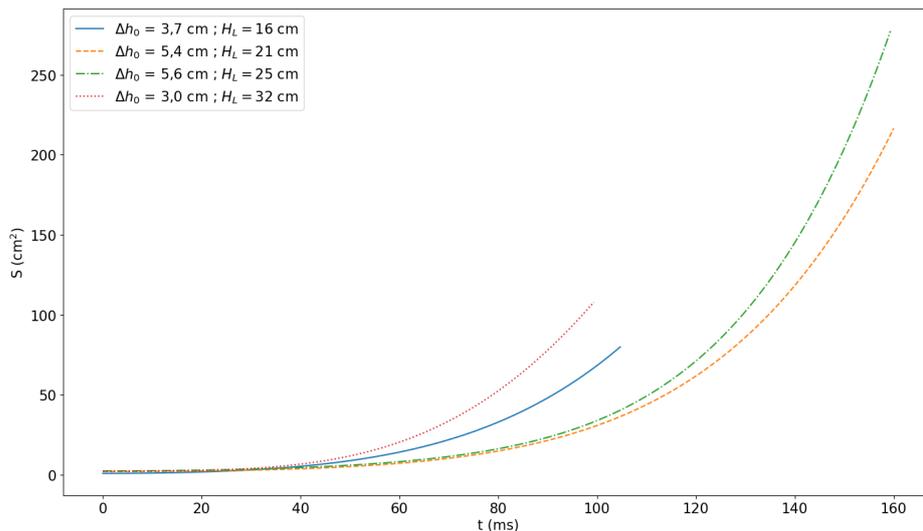


FIGURE 3.5 – Évolution de la taille des bulles pour des conditions de pression, température et épaisseur de canal identiques ($e = 6 \text{ mm}$; $T_L = 24,3 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_v^\infty = 12,7 \text{ mbar}$)

D'après cette figure, les bulles, obtenues pour des conditions de pression et de températures identiques, parviennent à des tailles maximales différentes. Les durées de croissance sont également différentes. Cependant, deux types de croissance peuvent être distingués : le type 1 – de durée courte (environ 100 ms) et de faible taille maximale (entre 75 et 100 cm²) – correspondant aux courbes – et ··· et le type 2 – durant plus longtemps (environ 160 ms) et donnant lieu à des tailles maximales plus importantes (entre 200 et 280 cm²) – représenté par les courbes - - et ---. Les différences et similitudes entre les deux types identifiés sont répertoriées dans le tableau 3.2.

TABLE 3.2 – Différences et similitudes entre deux dynamiques de bulles

	Type 1	Type 2
Taille maximale	75 – 100 cm ²	200 – 280 cm ²
Durée de croissance	~ 100 ms	~ 160 ms
Δh_0	3,7 cm ; 3,0 cm	5,4 cm ; 5,6 cm
H_L	16 cm ; 32 cm	21 cm ; 25 cm

Dans les deux cas (types 1 et 2), entre deux bulles du même type, la surface maximale varie entre 25% et 30% (valeur proche de l'incertitude de mesure des surfaces) tandis que la durée de croissance semble constante. Or, la hauteur de liquide est doublée dans le cas du type 1 (de 16 à 32 cm) mais reste approximativement fixe dans le cas du type 2 (21 et 25 cm). Il semble donc que la hauteur de liquide n'ait que peu d'impact sur la taille maximale et la durée de croissance de la bulle dans cet exemple.

Les profondeurs initiales sont en revanche distinctes. En effet, pour le type 1, Δh_0 vaut 3,7 cm et 3,0 cm pour chaque bulle alors que dans le cas du type 2, Δh_0 vaut 5,4 et 5,6 cm. Ainsi, dans cet exemple, ce paramètre semble lié à la taille maximale de la bulle et la durée de sa croissance : plus la bulle est éloignée de la surface libre avant sa croissance, plus la croissance est longue et la taille maximale importante.

La distance entre la surface libre et la bulle impacte donc significativement la dynamique de croissance des bulles. En effet, ces observations peuvent être généralisées : les figures 3.6a et 3.6b présentent respectivement la durée de croissance⁵ $\Delta t_{croissance} = t_{rupture}$ et la surface maximale des bulles en fonction de Δh_0 . Dans les deux cas, une corrélation est observée :

5. Les incertitudes associées au calcul de $t_{rupture}$ étant très faibles, elles ne sont pas représentées sur la figure

l'augmentation de la profondeur initiale est associée à des durées de croissance plus longues et des surfaces maximales plus importantes. Cette observation est cohérente avec la littérature : la distance initiale entre la bulle et la surface libre est un paramètre largement utilisé lors de l'étude numérique et expérimentale du comportement des bulles en interaction avec une surface libre. Elle semble avoir un impact non négligeable sur la dynamique de croissance de ces bulles ([61], [65], [68], [74], [79] par exemple).

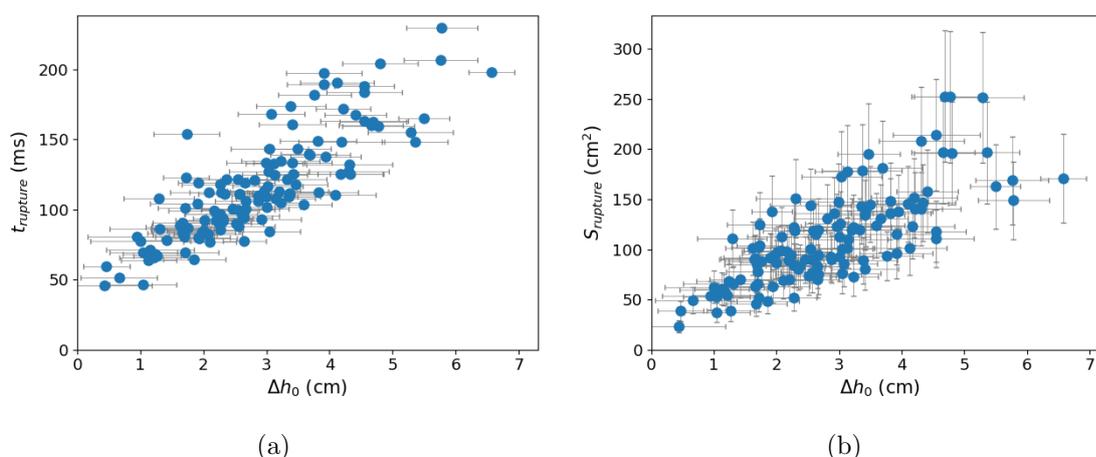


FIGURE 3.6 – Influence de la profondeur initiale sur (a) le temps de croissance et (b) la surface apparente de la bulle à la rupture, tous points expérimentaux confondus

Ainsi, il peut être interprété qu'une bulle initialement en profondeur dispose de plus d'espace et de temps pour croître en comparaison à une bulle débutant sa croissance à proximité de la surface libre. Une telle bulle verrait sa croissance interrompue précocement du fait de la rupture de son interface, due à la présence de la surface libre.

3.3 Perturbations d'interface

Plusieurs phénomènes peuvent généralement être observés à l'interface liquide-vapeur des bulles pendant leur croissance et leur éclatement. Dans de nombreux cas, l'interface des bulles reste lisse, c'est à dire sans perturbations significatives au niveau de l'interface liquide-vapeur, pendant la croissance, et ce jusqu'au moment de l'éclatement. Ce cas de figure sera par la suite appelé *rupture régulière*. Hormis ce cas de rupture régulière, l'interface de la bulle peut connaître trois principales perturbations lors de son expansion, caractérisées par l'observation

de *micro-bulles* à son sommet, d'un *front d'évaporation* et de *digitation*.

Pour chacun de ces quatre principaux phénomènes observés, un cas représentatif est choisi pour exposer précisément celui-ci. Une description qualitative est proposée, suivie d'une classification des différentes phases de croissance.

3.3.1 Rupture régulière

Sur la figure 3.7, une séquence d'images montre la croissance et l'éclatement d'une bulle isolée sans perturbation de son interface. Le temps correspondant est renseigné en dessous de chaque image.

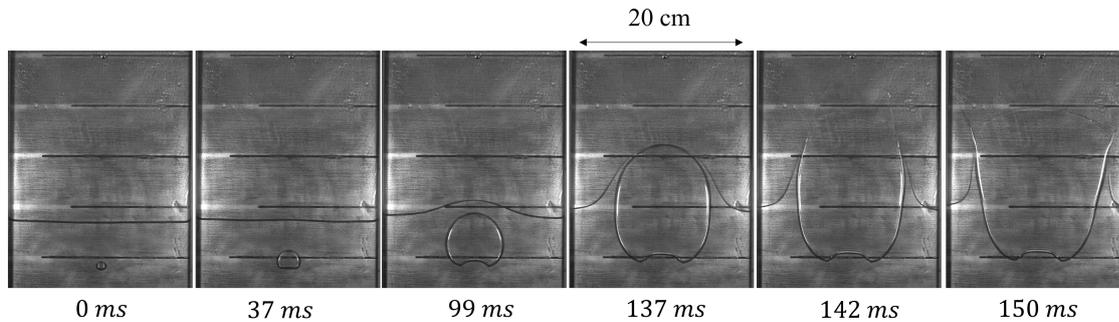


FIGURE 3.7 – Exemple de phénomène de rupture régulière ($e = 6 \text{ mm}$; $P_v^\infty = 7,7 \text{ mbar}$; $T_L = 12,9^\circ\text{C}$; $H_L = 22 \text{ cm}$)

À $t = 0 \text{ ms}$, la bulle a atteint un rayon équivalent d'environ 5 mm . Elle croît dans un premier temps de manière circulaire, puis sa base s'aplatit pendant que son sommet poursuit une croissance radiale. Ainsi, une forme hémisphérique peut être observée à partir de 37 ms . De plus, pendant cette première partie de croissance (jusqu'à 37 ms), la surface libre reste immobile, non impactée par la présence de la bulle. À partir de 37 ms , la croissance de la bulle se déroule principalement comme suit : sa base garde une courbure caractéristique pendant toute la croissance et l'éclatement de la bulle, tandis que son sommet semble s'étirer plus rapidement que ses côtés. La bulle a donc une forme allongée verticalement.

Au fur et à mesure que la bulle grossit, elle se rapproche de la surface libre et commence à interagir avec cette dernière, l'infléchissant progressivement. Le film liquide formé entre la bulle et la surface libre s'amincit alors à mesure que la bulle croît. Comme illustré sur la figure 3.7, l'interface de la bulle et la surface libre semblent se rejoindre à 137 ms , lorsque

3.3. PERTURBATIONS D'INTERFACE

l'épaisseur du film a atteint une taille microscopique. À cet instant, la bulle a atteint une taille d'environ 15 cm de haut et 10 cm de large.

Puis, l'interface au sommet de la bulle s'étire et rompt (142 ms). Cette rupture génère deux filaments de liquide, repoussés l'un de l'autre jusqu'à heurter les bords du canal (150 ms). Des gouttelettes, provenant probablement de l'atomisation de l'interface après sa rupture, sont alors projetées au dessus de la surface libre. Au même moment (142 ms), deux courbes peuvent être observées sous le sommet de la bulle (figure 3.8a, mises en évidence par les lignes blanches figure 3.8b).

Les courbes, liant les deux filaments de liquide résultant de la rupture de l'interface, s'élèvent ensuite et prennent la forme observée à 150 ms (figures 3.8c et 3.8d). Leur vitesse d'ascension étant différente, l'une d'elles dépasse l'autre. Ce phénomène de dépassement est illustré sur la figure 3.9.

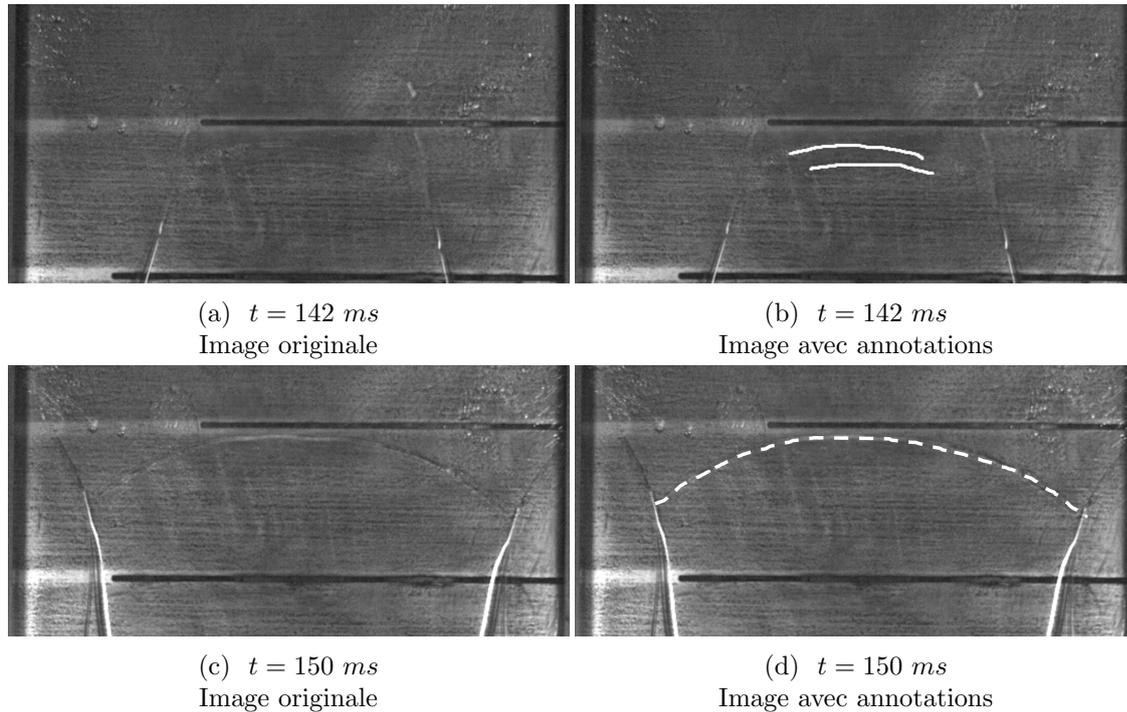
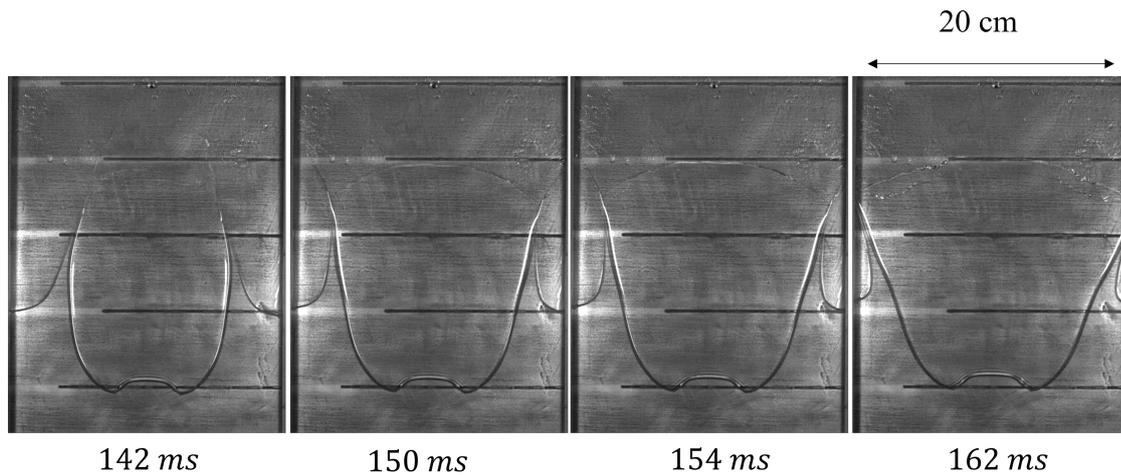


FIGURE 3.8 – Apparition des courbes après la rupture

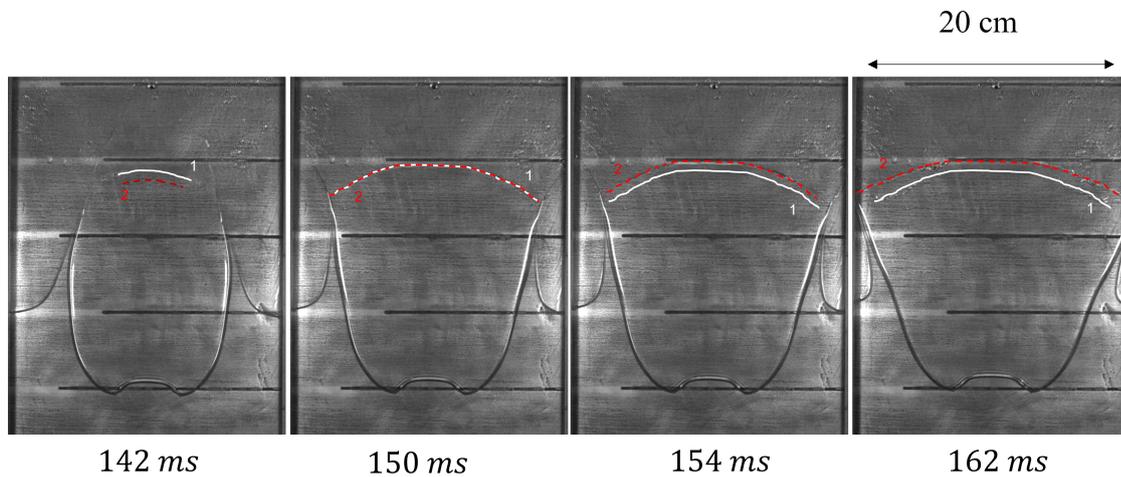
Sur la figure 3.9b, la ligne continue représente la première courbe, dépassée par la seconde (ligne rouge pointillée). À $t = 150 \text{ ms}$, les deux courbes sont confondues.

CHAPITRE 3. CROISSANCE ET RUPTURE D'INTERFACE : ÉTUDE PHÉNOMÉNOLOGIQUE

Ces courbes, apparaissant quelques instants avant la rupture de l'interface, pourraient correspondre aux bords du film liquide formé par l'interface de la bulle sur chaque paroi du canal. Ces films pourraient avoir été générés par une rupture locale de l'interface de la bulle à proximité de chaque paroi.



(a) $t = 142 \text{ ms}$ à 162 ms
Image originale



(b) $t = 142 \text{ ms}$ à 162 ms
Image avec annotations

FIGURE 3.9 – Phénomène de dépassement observé lors de la rupture régulière

Pendant sa croissance et son éclatement, le comportement de la bulle peut être séparé en trois phases différentes. La première phase correspond à l'expansion de la bulle sans défor-

mation de la surface libre : elle sera nommée par la suite phase de développement (jusqu'à 37 ms sur la figure 3.7). Ensuite, la bulle croît jusqu'à ce que l'épaisseur du film qui sépare son interface et la surface libre soit minimale et que les deux interfaces semblent fusionner (de 37 ms à 137 ms). Cette phase sera appelée la phase de transition. Enfin, le film s'étire, l'interface se rompt et les projections mouillent la paroi pendant ce qui sera appelé la phase d'éclatement (à partir de 137 ms).

La figure 3.10 montre l'évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, présentée en figure 3.7 pendant sa croissance et précisant les différentes phases.

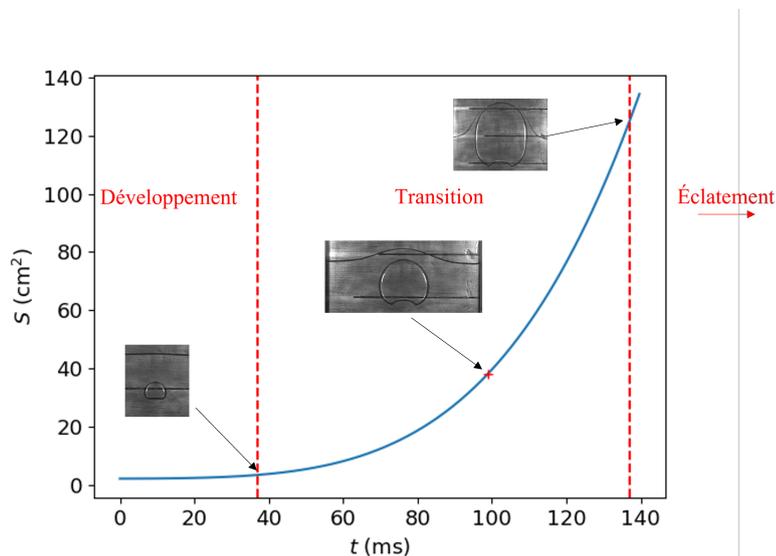


FIGURE 3.10 – Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (rupture régulière)

Chacune des trois phases présente une durée différente et une évolution de la surface apparente en fonction du temps différente. De 0 ms à 37 ms, la surface apparente de la bulle croît presque linéairement. À $t = 37$ ms, lorsque la phase de développement se termine et que la phase de transition débute, la surface apparente de la bulle a alors atteint une taille comprise entre 5 et 10 cm^2 environ. Pendant la phase de transition, la croissance de la bulle s'accélère. Au cours de cette phase, un temps caractéristique peut être défini : l'instant où le sommet de la bulle s'aligne avec la partie horizontale de la surface libre. Dans cet exemple, l'alignement se produit à 99 ms, lorsque la surface de la bulle est d'environ 40 cm^2 . À $t = 137$ ms, la période de transition est terminée et la bulle a une surface apparente d'environ 130 cm^2 .

Elle poursuit ensuite sa croissance, bien que la phase considérée soit la phase d'éclatement. Ceci est dû à la définition de cette phase : son origine temporelle a été arbitrairement choisie comme l'instant auquel l'interface de la bulle et la surface libre se rencontrent. L'interface n'est donc pas encore rompue lorsque la bulle entre dans la phase d'éclatement. Durant cette phase, la croissance semble linéaire et, à la fin de la croissance, la bulle atteint environ 140 cm^2 , sa taille maximale. L'interface libre étant par la suite rompue, il n'est plus possible de définir une surface apparente et le tracé de la courbe est interrompu.

Ces valeurs de temps de phase et de surface apparente de la bulle correspondent à l'exemple présenté en 3.7. Bien que ces caractéristiques varient selon les bulles étudiées, les phénomènes observés sont les mêmes quelle que soit la bulle considérée. En d'autres termes, pour un phénomène donné (ici la rupture régulière), les différences de durée et de dimensions entre les bulles ne semblent pas affecter l'apparition du phénomène.

3.3.2 Micro-bulles

La figure 3.11 montre un exemple d'observation de ce qui semble être des bulles microscopiques qui apparaissent à l'interface liquide/vapeur, sous le sommet de la bulle (d'où le nom donné arbitrairement de "micro-bulles" pour désigner ce phénomène).

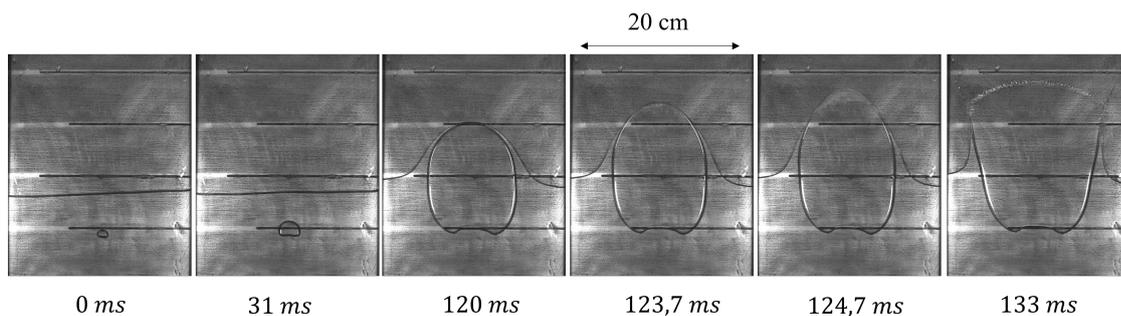


FIGURE 3.11 – Exemple de phénomène de *micro-bulles*
 ($e = 6 \text{ mm}$; $P_v^\infty = 11,3 \text{ mbar}$; $T_L = 18,9^\circ\text{C}$; $H_L = 27 \text{ cm}$)

Dans cet exemple, les premiers instants de la croissance de la bulle sont très similaires au comportement observé lors du phénomène de rupture régulière. Dans un premier temps, la petite bulle de vapeur s'élève (et croît) sans impacter significativement la surface libre (jusqu'à 31 ms) bien que la forme de la surface libre ait changé de 0 à 31 ms : ce mouvement

vient du fait que la surface libre n'était pas complètement immobile avant l'apparition de la bulle. La surface libre est altérée par la suite, par l'expansion de la bulle, puis le film qui les sépare s'amincit progressivement (jusqu'à 123,7 ms). A partir de cet instant, la différence avec le cas précédent survient : une perturbation apparaît à 123,7 ms. Cette perturbation peut être observée plus clairement sur la figure 3.12. Elle peut être décrite comme une zone floue, semblable à un nuage, apparaissant sous le sommet de la bulle et se propageant pendant une milliseconde dans ce cas.

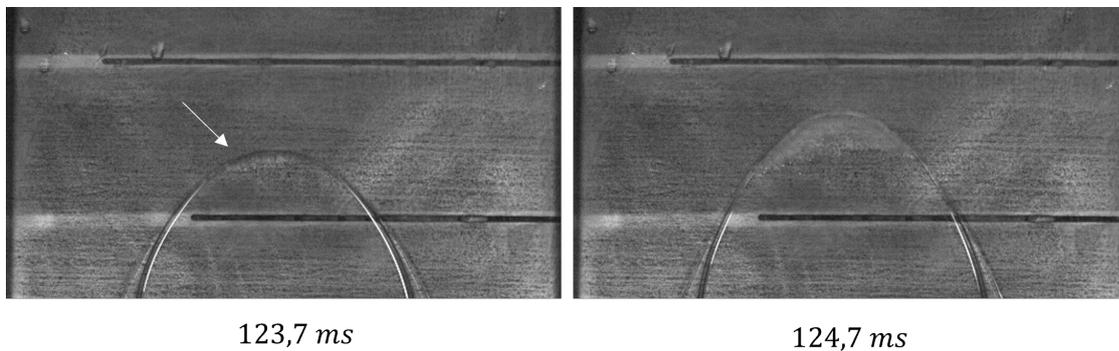


FIGURE 3.12 – Exemple de phénomène de *micro-bulles* (dont l'endroit d'apparition est désigné par une flèche blanche)
Vue élargie de la fig. 3.11, $t = 123,7$ ms

La nature de ce phénomène est difficile à déterminer visuellement et semble différente de ceux déjà rapportés dans la littérature [82]. Au premier abord, la perturbation évoque des bulles de taille microscopique qui émergeraient du film liquide piégé entre la bulle et la paroi, ou de l'interface de la bulle.

La perturbation disparaît ensuite et laisse place à deux courbes similaires à celles décrites dans le cas de la rupture régulière. Dans le cas présent, ces courbes semblent cependant perturbées (figure 3.13). De même que dans le cas de la rupture régulière, une des courbes est dépassée par l'autre (sur la figure, une flèche blanche les pointe pour une meilleure visualisation).

Pendant ce temps, l'interface supérieure de la bulle s'étire et rompt, de la même manière que dans le cas de la rupture régulière. Le phénomène d'étirement est illustré sur la figure 3.14.

Enfin, les filaments de liquide formés par la rupture de l'interface ont également le même

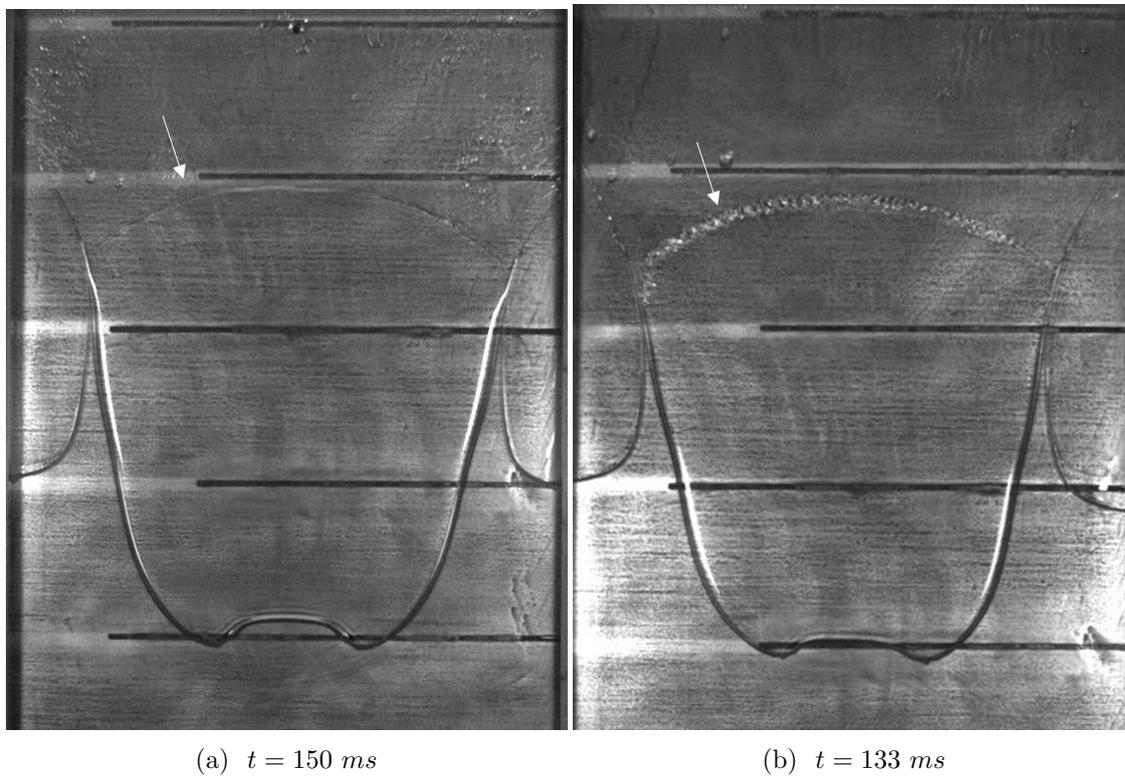


FIGURE 3.13 – Différence entre les interfaces des bulles après éclatement dans le cas (a) de la rupture régulière (b) des *micro-bulles*, perturbées

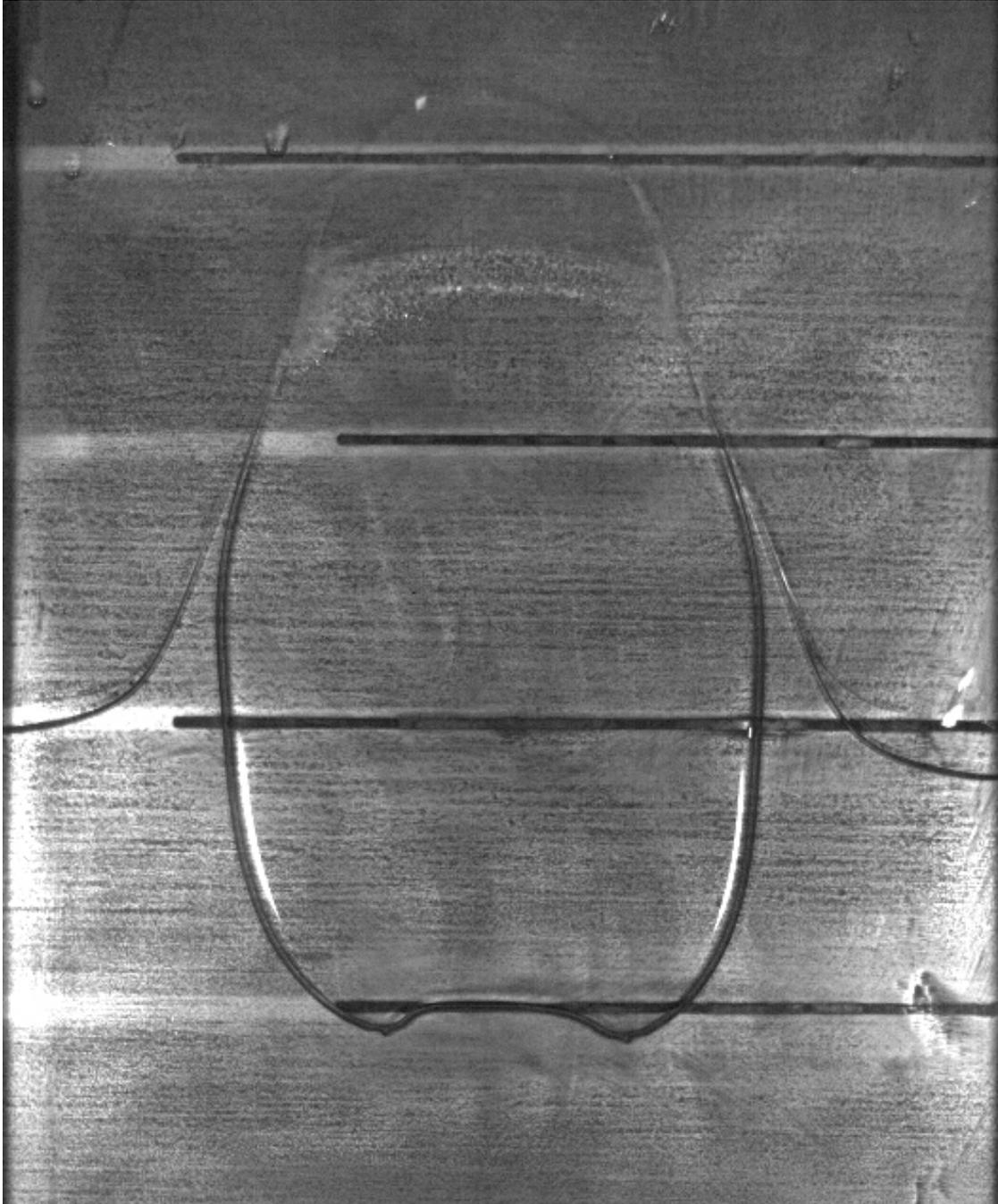


FIGURE 3.14 – Étirement de l'interface à $t = 125,7$ ms

CHAPITRE 3. CROISSANCE ET RUPTURE D'INTERFACE : ÉTUDE PHÉNOMÉNOLOGIQUE

comportement que celui observé dans le cas de la rupture régulière : après projection de gouttelettes, ils s'éloignent rapidement l'un de l'autre avant de heurter violemment les parois latérales du canal.

Il apparaît ainsi que, hormis la présence de perturbations sur une partie de leur interface pendant un temps court, les bulles correspondant à ce type de croissance et d'éclatement semblent avoir une dynamique similaire au cas de rupture régulière. Ces similitudes peuvent être caractérisées en définissant différentes phases avec la même méthodologie et les mêmes temps caractéristiques que dans le cas de la rupture régulière. La figure 3.15 présente ainsi l'évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, mettant en évidence les différentes phases précédemment définies. Dans le cas présent, la phase de développement dure de 0 à 31 ms – instant auquel l'expansion de la bulle entraîne la surface libre dans son mouvement. La phase de transition dure ensuite jusqu'à 120 ms – lorsque l'interface de la bulle et la surface libre semblent fusionner, suivie par la phase d'éclatement à partir de 120 ms. Comme dans le cas de la rupture régulière, la bulle continue de croître après avoir atteint la phase d'éclatement : la rupture intervient quelques instants après la fusion des interfaces.

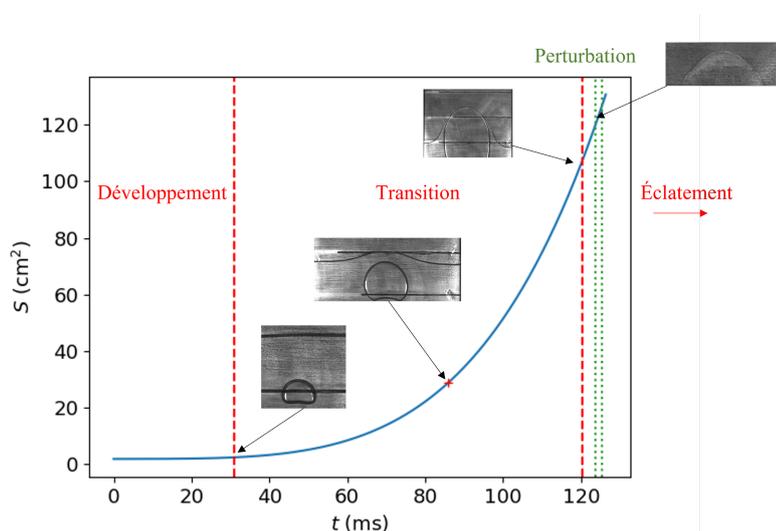


FIGURE 3.15 – Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (*micro-bulles*)

La perturbation est également mise en évidence sur le graphe présenté en figure 3.15. L'aspect éphémère de cette perturbation peut être clairement observé : les deux repères temporels (en pointillés vert, délimitant l'apparition et la disparition des *micro-bulles*) sont

très rapprochés par rapport au temps total de croissance.

3.3.3 Front d'évaporation

Un troisième phénomène peut être observé dans certains cas, illustré sur la figure 3.16. De la même manière que pour la perturbation décrite précédemment (*micro-bulles*), les premières étapes de la croissance sont semblables au cas de la rupture régulière. En effet, la création d'une bulle (dans le présent exemple, elle est immobile avant la croissance) est suivie par l'expansion de la bulle. Cette expansion se déroule d'abord sans déformation de la surface libre jusqu'à 33 ms, puis avec déformation jusqu'à ce que l'interface de la bulle et la surface libre semblent fusionner à 112,3 ms.

Cependant, à 102,3 ms, la première occurrence d'une perturbation apparaît au niveau du sommet de la bulle. Comme dans le cas précédent, de petites bulles semblent se développer sur l'interface liquide/vapeur jusqu'à 112,3 ms. Cette perturbation sera appelée par la suite *front d'évaporation*, car elle évoque celles observées dans [89], [90].

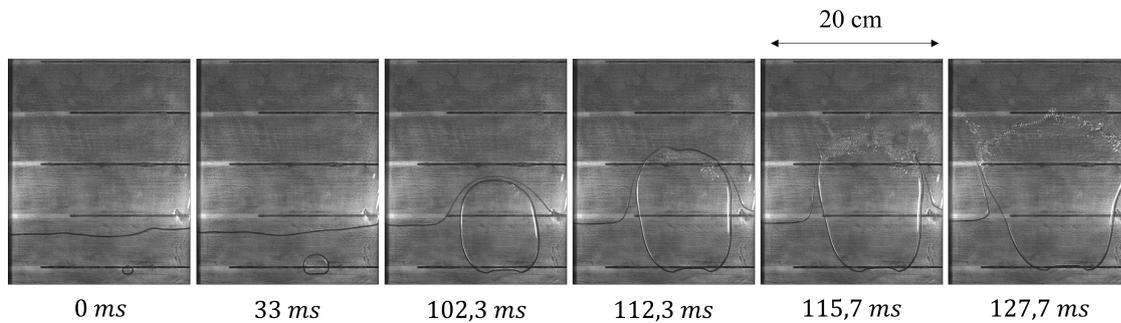


FIGURE 3.16 – Exemple de phénomène de *fronts d'évaporation*
 ($e = 4 \text{ mm}$; $P_v^\infty = 14,7 \text{ mbar}$; $T_L = 24, 2^\circ\text{C}$; $H_L = 21 \text{ cm}$)

De 114 ms à 116,6 ms, plusieurs ruptures se produisent une à une sur l'interface, à différents endroits (figure 3.17). Après l'éclatement, les jets de liquide ont le même comportement que dans les autres cas abordés précédemment.

Dans l'exemple de la figure 3.16, un autre phénomène peut être observé à partir de 112,3 ms (la visualisation est facilitée sur la vue élargie figure 3.18) : en plus des perturbations déjà décrites, on peut observer des rides se propageant dans la direction verticale.

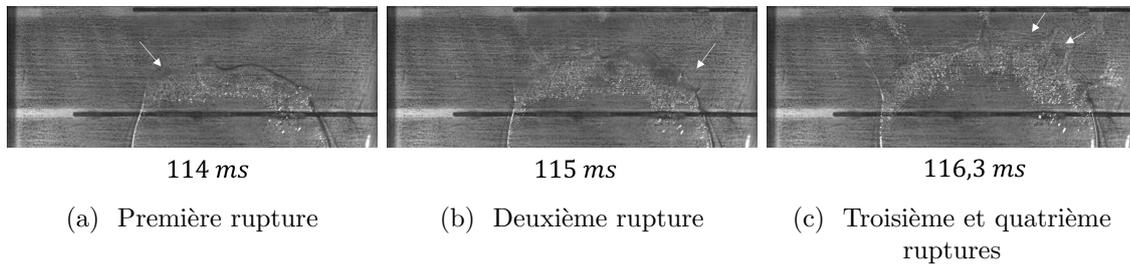


FIGURE 3.17 – Différentes ruptures ayant lieu lors de l'éclatement d'une bulle avec *front d'évaporation*

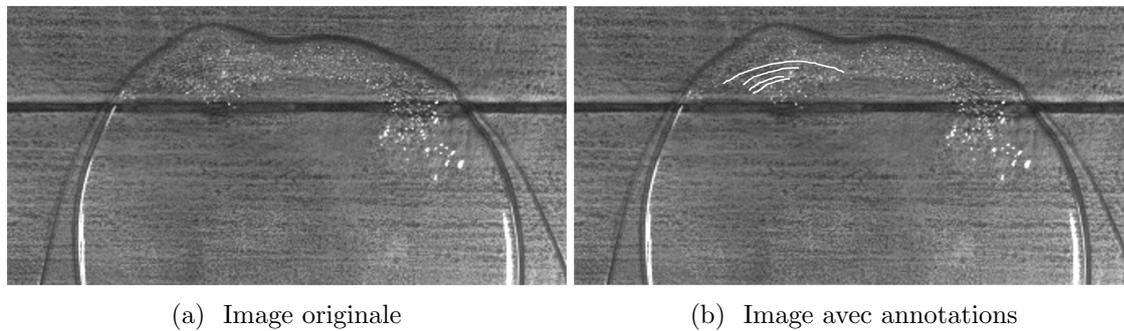


FIGURE 3.18 – *Fronts d'évaporation* et rides, vue élargie de la figure 3.16, $t = 112,3 \text{ ms}$

Sur la figure 3.19, les différentes phases de croissance de la bulle définies précédemment sont illustrées. Ici, la phase de développement dure de 0 à 33 ms. À cet instant, la phase de transition débute, puis se termine à 112,3 ms et est directement suivie de la phase d'éclatement. L'apparition des perturbations est également renseignée sur la figure.

D'après la figure 3.19, il peut être noté deux particularités concernant les fronts d'évaporation observés :

- La perturbation apparaît lors de la phase de transition, à la différence du cas *micro-bulles* pour lequel la perturbation est observée pendant la phase d'éclatement
- La perturbation ne disparaît pas et persiste jusqu'à la rupture de l'interface.

Les cas *front d'évaporation* et *micro-bulles* ont cependant une similarité : dans les deux situations, des bulles microscopiques semblent apparaître à l'interface liquide-vapeur. La présente perturbation semble néanmoins durer beaucoup plus longtemps : il est possible que le cas *micro-bulles* corresponde à la manifestation d'un *front d'évaporation*, n'ayant pas suffisamment de temps pour se développer en raison de l'éclatement de la bulle.

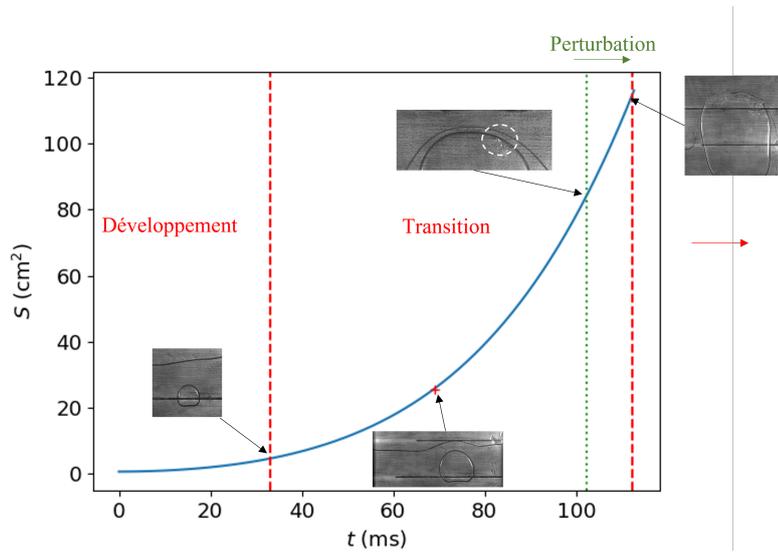


FIGURE 3.19 – Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (*fronts d'évaporation*)

En revanche, le "nuage" caractéristique de la perturbation *micro-bulles* n'est pas observé lors du développement de la perturbation *front d'évaporation*. Il semble néanmoins important de garder à l'esprit que ces deux phénomènes pourraient être liés.

3.3.4 Digitation

Lorsque l'épaisseur de canal est de 2 mm – et uniquement dans ce cas –, un autre phénomène peut être observé : la *digitation*. Un exemple de ce phénomène est illustré sur la figure 3.20.

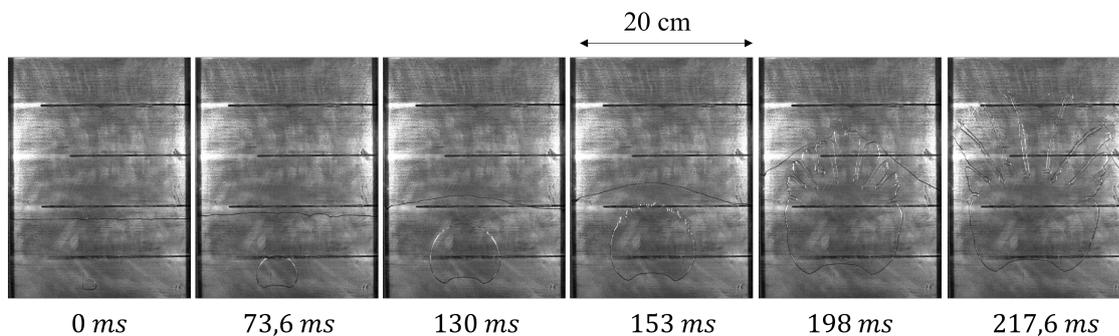


FIGURE 3.20 – Exemple de phénomène de *digitation*
($e = 2 \text{ mm}$; $P_v^\infty = 15,3 \text{ mbar}$; $T_L = 22,8^\circ\text{C}$; $H_L = 16,8 \text{ cm}$)

Dans cet exemple, de 0 à 74 ms, la bulle commence sa croissance et s'élève. À partir de 74 ms, la surface libre se déforme avec l'expansion de la bulle. Peu après, à 130 ms, de petites vaguelettes apparaissent sur l'interface liquide-vapeur. Ces vaguelettes se propagent alors et s'amplifient jusqu'à former plusieurs filaments de liquide, fragmentant l'interface en une forme dendritique (198 ms, vue agrandie sur la figure 3.21).

Les formes ainsi générées évoquent les doigts d'une main (d'où l'appellation *digitation*), bornés par les filaments de liquide. Chaque doigt (ou *dendrite*) s'étire ensuite verticalement jusqu'à ce que son interface rencontre la surface libre. Puis, sur chaque dendrite, lorsque le film liquide séparant son sommet de la surface libre est suffisamment mince, l'interface rompt de la même manière que dans le cas de la rupture régulière (étirement de l'interface, rupture et éloignement des filaments de liquide générés).

Ce phénomène, bien que relativement différent de ceux décrits plus haut, peut également être divisé en trois phases. Sur la figure 3.22⁶, la phase de développement (de 0 à 74 ms) précède la phase de transition, qui dure de 74 ms à 198 ms. Enfin, la phase d'éclatement débute à 198 ms. En comparaison avec les autres phénomènes observés, la digitation semble survenir très tôt, au centre de la zone de transition (130 ms).

Dans la suite du manuscrit, le terme *bulles dendritiques* pourra être utilisé pour désigner les bulles concernées par cette perturbation d'interface.

Il peut également être observé, dans certains cas, le développement de perturbations sur l'interface de la bulle, sans que ces dernières ne puissent se développer et former des dendrites en raison de l'interaction avec la surface libre. Ce cas particulier sera par la suite appelé *oscillations sans digitation*.

6. Lors de la mesure automatique par le programme de la surface apparente, dont l'évolution temporelle est illustrée sur la figure, les zones de liquides découlant de la fragmentation de l'interface ne sont pas prises en compte. La valeur de la surface est donc ici indicative.

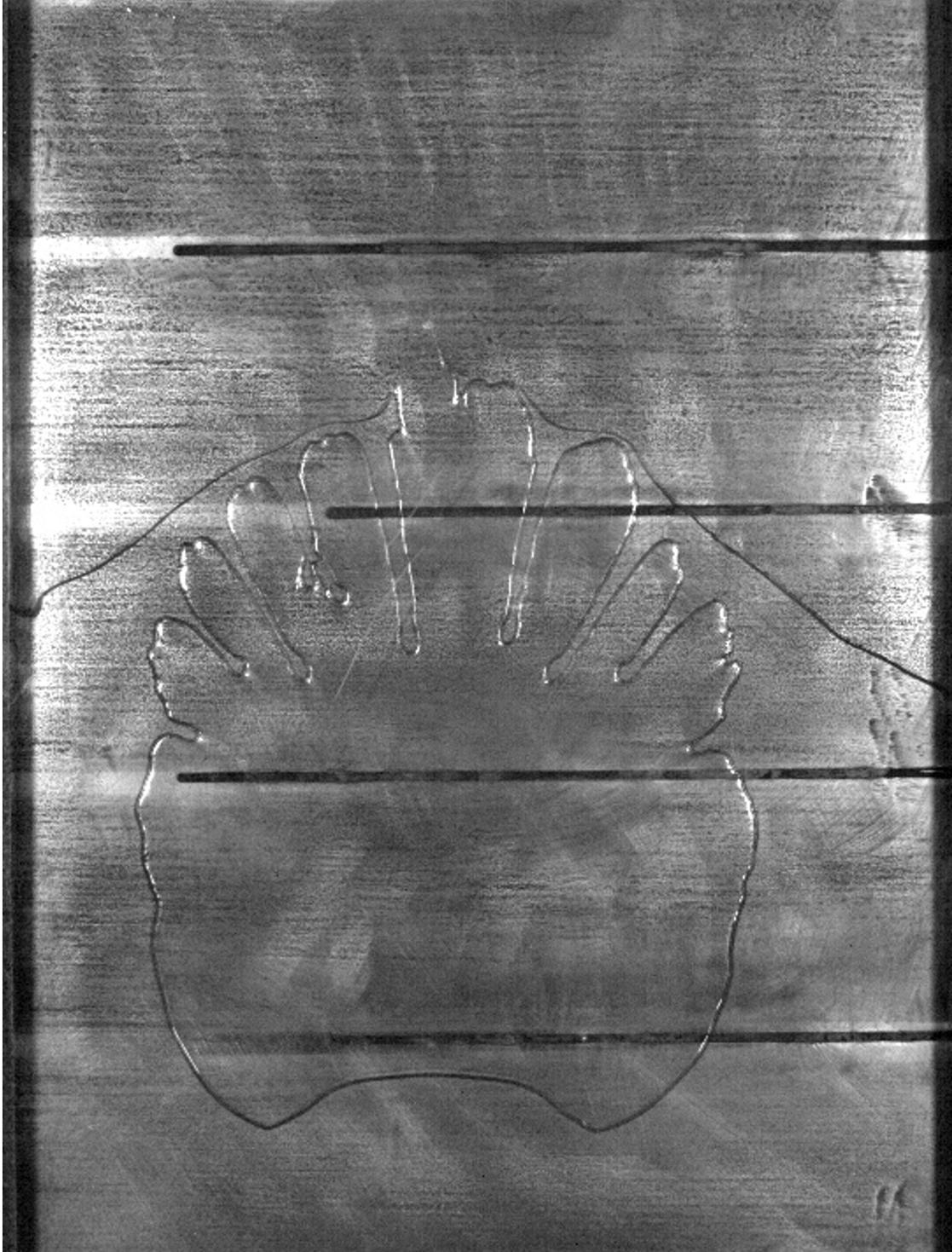


FIGURE 3.21 – Exemple de phénomène de *digitation*
Vue élargie de la figure 3.21, $t = 198$ ms

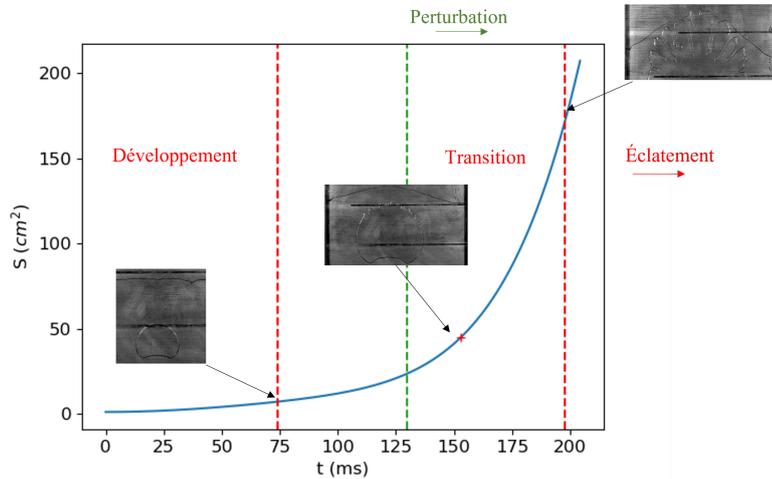


FIGURE 3.22 – Évolution de la surface apparente de la bulle en fonction du temps, illustrant les phases de croissance et d'éclatement (*digitation*)

Conclusion

L'exploitation de vidéos haute résolution (générées par une caméra rapide lors d'une campagne expérimentale antérieure), rendue possible par l'utilisation du programme de traitement d'images présenté au chapitre 2, a permis de réaliser une étude approfondie de la dynamique de croissance des bulles de vapeur d'eau évoluant dans un environnement confiné à pression sub-atmosphérique. Dans cette étude, une nouvelle loi de puissance a été déterminée, décrivant l'allure générale de l'évolution de la surface apparente des bulles observées dans des conditions de pression et de température variées et des hauteurs initiales de liquide diverses, pour trois épaisseurs de confinement.

L'influence d'un paramètre en particulier a été mise en lumière : la profondeur initiale, distance entre la position initiale de la bulle et la surface libre à $t = t_0$, a un impact significatif sur l'évolution des bulles. En effet, ce paramètre semble régir la taille et la durée de croissance des bulles : une bulle créée loin de la surface libre disposerait de plus de temps et d'espace pour grandir.

Les bulles générées lors de cette campagne expérimentale ont également révélé des phénomènes atypiques, dont la phénoménologie a été présentée dans ce chapitre. Les perturbations d'interface (fronts d'évaporation, les micro-bulles et la digitation) ont ainsi été recensées et un début de caractérisation a été mené à bien grâce à la division de la croissance en trois phases : développement, transition et éclatement. Dans une première tentative de caractérisation de ces perturbations, une étude est proposée au chapitre 4.

CHAPITRE 4

DIGITATION ET FRONTS D'ÉVAPORATION : ÉTUDE PARAMÉTRIQUE

L'observation de perturbations d'interface telles que rapportées dans le chapitre précédent (digitation, front d'évaporation et micro-bulles) peut amener à s'interroger sur la nature de ces phénomènes et les conditions de leur apparition.

Pour tenter d'éclaircir ce point, ce chapitre se focalise sur les bulles présentant des perturbations de type digitation et front d'évaporation lors de leur évolution. Il est ainsi divisé en deux parties, correspondant à chacun de ces deux phénomènes. À l'aide d'une campagne expérimentale réalisée dans le but de compléter les données de la campagne utilisée dans tout le début de ce manuscrit, le phénomène de digitation est caractérisé au moyen d'une étude paramétrique poussée. Basée sur les connaissances répertoriées dans la littérature, cette dernière évalue l'impact de différentes quantités physiques sur l'apparition du phénomène. Dans un deuxième temps, une étude préliminaire des fronts d'évaporation est proposée, mettant en lumière les facteurs à prendre en compte pour une analyse plus approfondie de ces perturbations.

Contenu

4.1	Digitation	108
4.1.1	Campagne expérimentale	108
4.1.2	Bases théoriques : instabilité de Saffman-Taylor	108
4.1.3	Paramètres d'influence	110
4.2	Front d'évaporation	124
4.2.1	Origine physique	124
4.2.2	Étude préliminaire	125

4.1 Digitation

4.1.1 Campagne expérimentale

Afin d'étudier la survenue du phénomène de digitation, et plus particulièrement l'impact de la pression de travail et de la surchauffe sur ces perturbations, une deuxième campagne expérimentale a été réalisée. Cette dernière complète ainsi les données de la campagne issue d'un plan d'expériences, antérieure à ces travaux, introduite en 3.1.

Pour cette campagne, l'épaisseur de canal a été fixée à 2 mm et le niveau de liquide a été gardé constant à environ 13.5 cm. La pression de travail et la température du fluide secondaire du canal principal ont été variées de manière systématique. Le tableau 4.1 résume les conditions opératoires considérées.

TABLE 4.1 – Conditions opératoires de la seconde campagne expérimentale

Paramètre	Intervalle de variation
H_L	12/15 cm
$T_{in,FS}^{cd}$ (P_v^∞)	7 – 24.1°C (10 – 30 mbar)
$T_{in,FS}^{ev} = T_L$	12 – 39 °C
e	2 mm

Dans toute la suite de ce manuscrit, les termes "campagne 1" et "campagne 2" se référeront respectivement à la campagne issue du plan d'expériences (tableau 3.1) et à la nouvelle campagne (tableau 4.1).

4.1.2 Bases théoriques : instabilité de Saffman-Taylor

Lorsque l'épaisseur d'un canal est nettement inférieure à sa largeur (cellule de Hele-Shaw), un phénomène particulier peut être observé lorsqu'un fluide visqueux est déplacé par un fluide moins visqueux au sein de ce canal : l'interface initialement plate devient instable et évolue pour former des motifs en forme de doigts. Il s'agit de l'instabilité de Saffman-Taylor, ou *digitation visqueuse*. Le phénomène a été étudié pour la première fois par Saffman et Taylor [91] en géométrie rectangulaire verticale, par injection de gaz depuis le bord inférieur du canal. Paterson [92] a ensuite étudié l'instabilité en géométrie radiale (injection de gaz au centre

d'une cellule de Hele-Shaw rectangulaire). Dans la majorité des études réalisées depuis, la digitation visqueuse a été considérée en utilisant deux fluides non miscibles (généralement des mélanges liquide-gaz ou liquide-liquide) [93]-[96]. Cependant, un cas courant dans lequel un fluide visqueux (liquide) est déplacé par un fluide moins visqueux (vapeur) est celui de la croissance d'une bulle pendant l'ébullition d'un corps pur. Reinker *et al.* [88] et Kapitiz *et al.* [97] ont étudié des cas de digitation lors de l'ébullition atmosphérique de l'eau. Dans des conditions sub-atmosphériques, Giraud et Tréméac [82] ont rapporté le phénomène et étudié son impact sur la production de vapeur et les échanges de chaleur. Ces études ne semblent pourtant pas suffire à décrire les phénomènes de digitation observés dans les conditions de la présente étude, à savoir l'ébullition de l'eau à une pression sub-atmosphérique dans une cellule de Hele-Shaw verticale et rectangulaire, partiellement remplie de liquide. En effet, les deux premières [88] ont été réalisées dans une cellule de Hele-Shaw horizontale, circulaire, en conditions atmosphériques. La troisième [82], a été réalisée sur la même installation que la présente étude, mais aucune étude approfondie sur la dynamique de croissance des bulles n'a été faite. De plus, la proximité d'une surface libre interagissant avec de telles bulles dendritiques n'a, semble-t-il, pas encore été rapportée dans la littérature.

D'après la littérature, l'épaisseur du canal a un impact important sur l'apparition du phénomène de digitation visqueuse. En effet, selon Saffman et Taylor [91], il existe une analogie directe entre l'écoulement d'un fluide dans une cellule de Hele-Shaw d'épaisseur e et un écoulement dans un milieu poreux de perméabilité $\frac{e^2}{12}$. L'équation régissant la dynamique de ces écoulements est la loi de Darcy. Dans le cas d'un écoulement diphasique, la vitesse de chaque phase est donc donnée par l'équation 4.1 :

$$\mathbf{v}_i = -\frac{e^2}{12\mu_i} \nabla P_i \quad (4.1)$$

où l'indice i désigne l'une des deux phases : L (liquide) ou V (vapeur), \mathbf{v} est la vitesse moyenne (selon la direction normale à l'écoulement) d'une phase donnée, μ sa viscosité et P sa pression.

Considérant une perturbation sinusoïdale à l'interface (de la même manière que l'analyse réalisée dans [94]) de nombre d'onde $k \neq 0$ et de facteur d'amplification A et une vitesse in-

terfaciale initialement uniforme U , une analyse de stabilité linéaire des solutions de l'équation 4.1 mène à l'équation suivante (équation 4.2) :

$$\frac{A}{k} = \frac{\mu_L - \mu_V}{\mu_L + \mu_V} U + \frac{(\rho_L - \rho_V)g}{12(\mu_L + \mu_V)} e^2 - \frac{\sigma e^2}{12(\mu_L + \mu_V)} k^2 \quad (4.2)$$

Si $A > 0$, la perturbation est amplifiée de manière exponentielle et l'interface est alors instable : la digitation visqueuse se développe. À l'inverse, si $A < 0$, la perturbation est amortie de manière exponentielle, et l'interface revient à un état de stabilité. Le signe négatif du terme de tension de surface illustre son effet stabilisateur, en particulier pour des nombres d'onde élevés (ou basses longueurs d'onde).

Le ré-arrangement de l'équation 4.2, pour un nombre d'onde donné k et une amplification nulle ($A = 0$), permet de définir une vitesse interfaciale critique v_c selon l'équation 4.3 :

$$v_c = \frac{e^2}{12(\mu_L - \mu_V)} \left[\sigma k^2 - (\rho_L - \rho_V)g \right] \quad (4.3)$$

Lorsque la vitesse de l'interface est supérieure à cette valeur critique, des instabilités se développent et forment des doigts (ou *dendrites*). Ce modèle représente la théorie classique qui est largement utilisée dans la littérature pour décrire et prédire le comportement de la digitation visqueuse.

4.1.3 Paramètres d'influence

4.1.3.1 Épaisseur du canal

Dans le cadre de la présente étude, la formation de doigts a été exclusivement observée pour un espacement entre les parois du canal de 2 mm. Dans les cas 4 et 6 mm, plusieurs phénomènes ont pu être observés (initialement rapportés par [82] et dont une étude phénoménologique a été proposée dans la partie 3.3), dont la digitation ne fait pas partie. Reinker *et al.* [88] ont également observé des phénomènes similaires, à savoir la formation de bulles dendritiques¹ lors de l'ébullition de l'eau à pression atmosphérique. Ils ont noté un seuil d'épaisseur du canal à 0,4 mm. Par rapport à Reinker *et al.* [88], la valeur seuil est donc 5 fois plus grande dans la présente étude. Le confinement provoqué par ce plus grand espacement

1. désigne les bulles sujettes au phénomène de digitation

semble néanmoins adapté au développement de la digitation. Pour comprendre les similitudes et les différences entre les deux études, le tableau 4.2 compare différents paramètres pour chacune d'entre elles.

Une explication possible de l'observation de digitation dans la présente étude – malgré une épaisseur de confinement plus faible – pourrait émerger du nombre capillaire $Ca = \mu_L U / \sigma$ où μ_L et σ sont respectivement la viscosité et la tension de surface du fluide le plus visqueux (ici la phase liquide) et U une vitesse caractéristique de l'écoulement. En effet, le nombre capillaire est largement utilisé dans diverses études de digitation visqueuse ([91], [96], [97] par exemple) car il évalue l'intensité relative des forces visqueuses et capillaires, conduisant ainsi à l'estimation de la largeur adimensionnée d'un doigt (en négligeant les forces inertielles). Dans les deux cas – la présente étude et celle de Reinker *et al.* [88], le nombre capillaire est du même ordre de grandeur : $Ca \sim 0,01$ (la vitesse caractéristique U a été choisie comme la vitesse interfaciale de la bulle à laquelle apparaissent les premières perturbations conduisant à la digitation, respectivement 0,9 m/s et 2,3 m/s). Cette caractéristique commune permet de supposer que l'équilibre entre les forces capillaires et visqueuses est similaire dans les deux cas : la capillarité domine par rapport à la viscosité. Ainsi, malgré des conditions opératoires différentes dans la présente étude (notamment une épaisseur de canal plus importante), l'environnement de l'écoulement reste favorable à l'apparition de la digitation de la même manière.

D'autre part, les effets d'un confinement important, en particulier l'aplatissement de la bulle dans le canal étroit, peuvent être observés avec un espacement plus grand entre les plaques du canal dans le cas sub-atmosphérique. Une façon de quantifier cet argument réside dans l'utilisation du nombre de confinement Co , défini par l'équation 1.14. Dans le cas de l'étude de Reinker *et al.* [88], le nombre de confinement est calculé à partir de la longueur capillaire atmosphérique L_c (équation 1.12) et de la valeur seuil de l'épaisseur du canal (0,4 mm) : $Co_{atm} = 0,16$. Dans le cas présent, ce nombre est obtenu à partir de la longueur capillaire "subatmosphérique" L_c^{subatm} , de l'épaisseur de confinement de 2 mm et de la vitesse caractéristique U définie plus haut : $Co_{subatm} = 0,02$. Ce résultat suggère que, comme dans l'étude de Reinker *et al.*, la présence des parois a ici un impact significatif sur le comportement des bulles, malgré une épaisseur de canal 5 fois plus grande.

TABLE 4.2 – Différences et similitudes entre la présente étude et celle de [88]

Paramètre	Présente étude	Reinker <i>et al.</i> [88]
Épaisseur critique	2 mm	0.4 mm
Orientation	Vertical	Horizontal
Géométrie du canal	Rectangulaire	Cylindrique
Géométrie initiale de l'interface	Radiale	Radiale
Conditions de pression	Subatmosphérique	Atmosphérique
Vitesse interfaciale critique	0.9 – 1 m/s	2.3 m/s
Nombre de confinement	0.02	0.16
Nombre capillaire $Ca = \mu_L U / \sigma$	10^{-2}	10^{-2}
facteur de mobilité μ_L / μ_V	156	23
Flux thermique local	$\sim 10^3 \text{ W/m}^2$	$\sim 10^5 \text{ W/m}^2$

4.1.3.2 Vitesse interfaciale et taille de la bulle

Pour estimer, dans le cas présent, la vitesse interfaciale critique prédite par la théorie (équation 4.3), la longueur d'onde initiale des perturbations observées a été mesurée sur chaque vidéo à l'aide du logiciel ImageJ. Cette mesure a été réalisée en divisant la longueur d'arc totale sur laquelle des doigts peuvent être observés par le nombre de doigts (cette méthode de calcul a été utilisée dans [95], par exemple). La longueur d'onde ainsi définie pourrait ainsi être considérée comme la largeur moyenne d'un doigt.

Les propriétés thermophysiques du liquide ont été déterminées, à partir de la bibliothèque *CoolProp* [39] (version 6.4.1), en supposant que la température du liquide est homogène. Comme le débit entrant côté fluide secondaire est bien plus grand que le débit entrant dans le canal principal, il peut être supposé que le fluide secondaire impose la température à la phase liquide dans le canal. Cette hypothèse est cohérente, dans la plupart des conditions de fonctionnement étudiées, avec la température mesurée par les 44 thermocouples insérés à l'intérieur de la plaque séparatrice [58]. La température du liquide dans le canal principal sera donc considérée comme égale à la température d'entrée du fluide secondaire. D'autre part, la vapeur à l'intérieur de la bulle est considérée à saturation, à la pression du liquide à l'emplacement initial de la bulle (c'est-à-dire la somme de la pression de vapeur au-dessus de la surface libre et de la pression hydrostatique).

Bien que les conditions opératoires soient différentes, dans le cas présent, de celles utilisées pour établir le modèle ayant conduit à l'équation 4.3, en première approche, les prédictions

de la vitesse critique sont comparées à la vitesse interfaciale (v^+) mesurée à l'instant de l'apparition des perturbations ($t_{perturbation}$) sur la figure 4.1. À cet instant précis, la taille de la bulle et sa vitesse interfaciale sont mesurées à l'aide du logiciel imageJ [85] afin de réduire les incertitudes associées au programme automatisé.

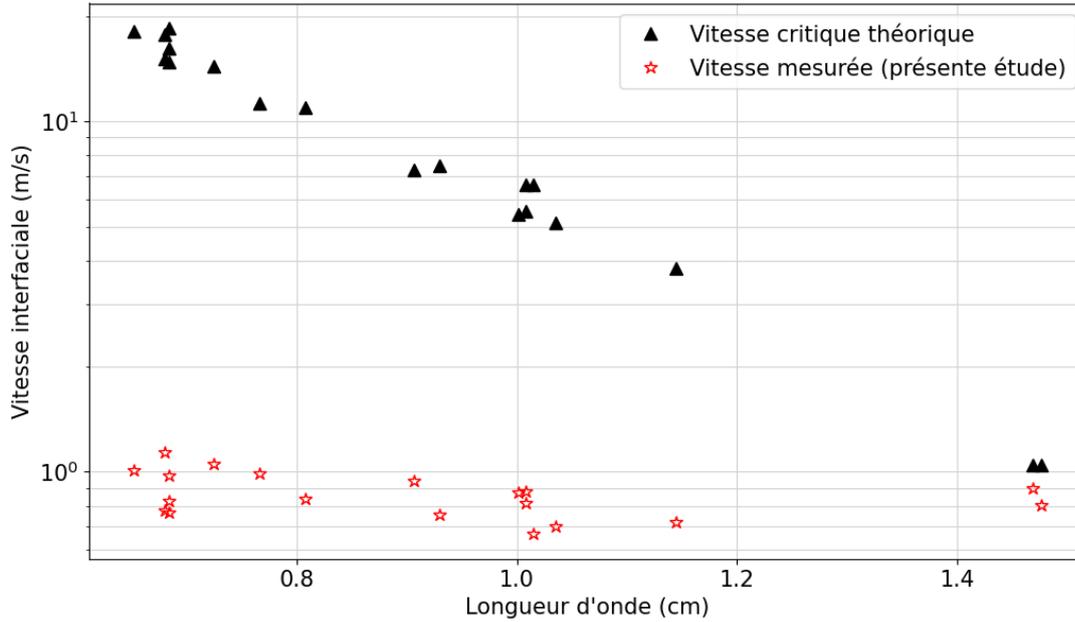


FIGURE 4.1 – Comparaison de la vitesse interfaciale à l'instant d'apparition de la perturbation et de la vitesse critique théorique [94]

La figure 4.1 montre que la vitesse critique prédite par la théorie chute fortement avec l'augmentation de la longueur d'onde², l'effet stabilisateur de la tension de surface étant plus efficace pour les petites longueurs d'onde. Cependant, les mesures expérimentales montrent, sur la figure, que la longueur d'onde des perturbations semble n'avoir aucune influence sur la vitesse interfaciale. D'autre part, à l'exception de la longueur d'onde la plus élevée, la vitesse mesurée est systématiquement largement inférieure à la valeur critique prédite. Ainsi, d'après le modèle (équation 4.3), l'interface devrait être stable. Des instabilités étant observées dans presque tous les cas, les résultats expérimentaux ne sont pas en accord avec les prédictions du modèle. Quelques explications possibles de cet écart sont suggérées ci-dessous :

— La loi de Darcy est largement utilisée pour décrire les écoulements à faible vitesse

². Les incertitudes liées à la mesure de la vitesse de l'interface par imageJ sont de l'ordre de 4,2% en moyenne. Elles ne sont donc pas représentées sur la figure.

dans les milieux poreux ou les cellules de Hele-Shaw : les effets inertiels ne sont donc pas pris en compte dans l'analyse classique de stabilité. Pourtant, dans le cas présent, l'inertie a un impact significatif sur la dynamique de croissance des bulles [33], [88]. La loi de Darcy pourrait ainsi ne pas être l'outil approprié pour étudier le phénomène de digitation observé dans ces conditions particulières, en dépit de son utilisation très répandue pour l'étude de ce genre d'instabilités.

- Le phénomène de changement de phase et les effets thermiques pouvant survenir à l'interface ne sont pas pris en compte dans la loi de Darcy. Ces phénomènes pourraient toutefois également avoir un impact sur l'apparition des instabilités.
- La pression hydrostatique joue un rôle important sur la dynamique des bulles dans les conditions de la présente étude [1], [36]. Elle est négligée dans le modèle classique.

Une autre caractéristique remarquable de la figure 4.1 est le rassemblement de tous les points expérimentaux autour d'une valeur approximativement fixe. Les vitesses tracées correspondant aux vitesses interfaciales au moment de l'apparition des perturbations, il semblerait qu'il existe une valeur au-dessus de laquelle des instabilités pourront être observées. Ces vitesses sont représentées sur la figure 4.2a. Sur cette figure³, les vitesses varient de 0,6 m/s à 1,2 m/s et les perturbations apparaissent sur l'interface dans l'intervalle de temps [90 – 180 ms], la valeur moyenne étant proche de 0,9 m/s. A l'inverse, les cas correspondant à une rupture régulière (voir partie 3.3.1) conduisent à une vitesse de l'interface des bulles jusqu'à 2 m/s en fin de croissance sans connaître de perturbation.

En effet, sur la figure 4.2b, la vitesse interfaciale est tracée en fonction du temps pendant la croissance de la bulle pour toutes les bulles étudiées dans le canal d'épaisseur 2 mm. Les bulles régulières (lignes pointillées rouges) et les bulles dendritiques (lignes bleues) sont représentées. Il peut être noté que, dans le cas des bulles régulières, la vitesse augmente plus rapidement et les vitesses maximales sont plus élevées que dans le cas des bulles dendritiques.

Néanmoins, la vitesse moyenne à laquelle la digitation est généralement observée (0,9 m/s) est dépassée pour chacun des cas réguliers observés. Par conséquent, s'il existe une vitesse critique dans le cas présent (comme le prédit la théorie, voir 4.1.2), elle semble être

3. De même que précédemment, les incertitudes liées à $v_{img,J}^+$ (4,2% de la mesure en moyenne) ne sont pas représentées. En ce qui concerne v_{auto}^+ , l'incertitude moyenne vaut 7,5% de la mesure.

une condition nécessaire, mais non suffisante à l'apparition du phénomène de digitation. Il est cependant important de garder à l'esprit que la figure 4.2b représente l'évolution temporelle de la vitesse interfaciale des bulles observées pour chaque point expérimental disponible, dans toutes les conditions opératoires de la campagne 1 (tableau 3.1). Ces conditions ayant été générées au moyen d'un plan d'expériences, aucun paramètre ne peut être isolé. Il est donc difficile d'analyser plus en détail les différences et les similitudes des courbes de vitesses (notamment, l'impossibilité d'isoler les conditions expérimentales complique l'établissement d'un lien entre celles-ci et l'allure des courbes observées).

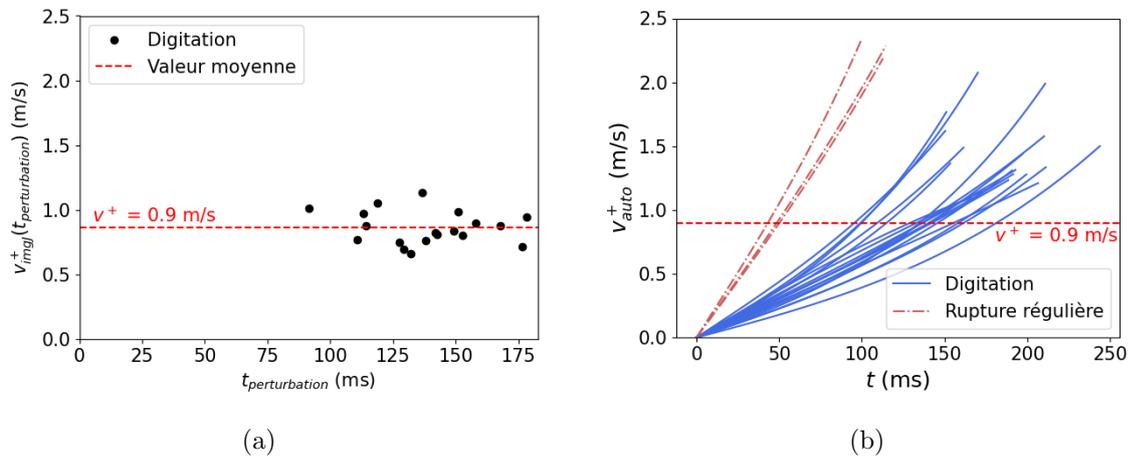


FIGURE 4.2 – Vitesse interfaciale de la bulle (a) à l’instant d’apparition des perturbations ($t = t_{perturbation}$) (b) pendant toute la croissance (campagne 1)

De manière similaire à l’analyse faite par Reinker *et al.* [88], la figure 4.3 montre un exemple de mesure de la vitesse interfaciale à différents endroits de l’interface d’une bulle avant et après le développement des dendrites (la mesure a été faite, à l’aide du logiciel imageJ [85], en superposant deux images à des moments différents, puis en divisant la distance couverte par l’interface par l’intervalle de temps séparant les deux images). Il est à noter que les capteurs présents sur la paroi frontale du canal, visibles sur l’image, sont utilisés dans un but différent et ne sont pas pertinents pour la présente étude.

La bulle présentée sur la figure 4.3 a la particularité de ne développer des doigts que d’un côté de son interface, ce qui permet de comparer la présence et l’absence de doigts sur une même bulle (ce cas n’est cependant pas représentatif de l’ensemble des bulles dendritiques observées). En haut à gauche de la bulle, là où les dendrites se développent, la vitesse inter-

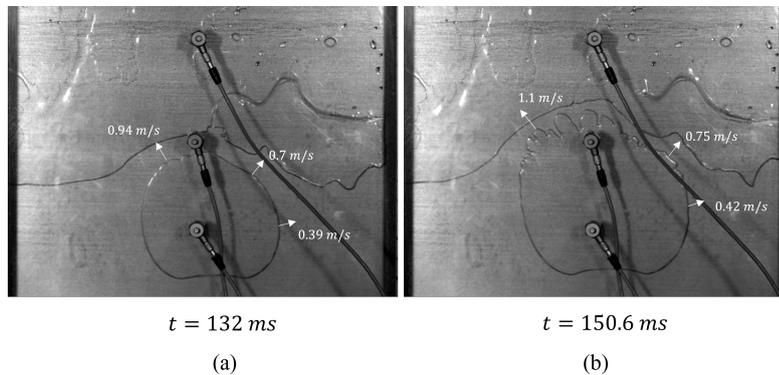


FIGURE 4.3 – Vitesses à différents points de l'interface dans le cas de la digitation (a) à $t = 132$ ms et (b) à $t = 150,6$ ms ($P = 10$ mbar, $T_L = 18$ °C, $T_{sat}^{nucl} = 11.9$ °C)

faciale est maximale par rapport aux autres points de mesure et elle augmente rapidement (0,94 m/s lorsque les premières perturbations apparaissent à $t = 132$ ms sur la figure 4.3 et 1,1 m/s lorsque les doigts sont pleinement développés à $t = 150,6$ ms). De l'autre côté, là où l'interface est lisse, son accélération semble moins importante et les vitesses sont beaucoup plus faibles (inférieures à 0,7 m/s à 132 ms et inférieures à 0,75 ms à 150,6 ms).

À titre de comparaison, l'analyse est réitérée dans le cas de rupture régulière, figure 4.4, Dans le cas de cette bulle, l'interface accélère fortement à son sommet. L'accélération de ses côtés semble plus faible que l'accélération du sommet. Les vitesses interfaciales sont plus importantes dans le cas de la figure 4.4 que dans le cas de la figure 4.3 (ce qui pourrait être dû à la différence de température du liquide : 18 °C et 12 °C, impactant la surchauffe appliquée à l'emplacement initial de la bulle).

Ces observations sont cohérentes avec la possibilité d'une vitesse critique de l'interface au-dessus de laquelle la digitation se produit : lorsqu'une perturbation apparaît et évolue vers la formation de dendrites, celles-ci correspondent à l'interface la plus rapide. Cependant, dans l'exemple des bulles observées dans cette étude, si l'interface reste non perturbée pendant toute la croissance comme dans le cas régulier, il semble que son accélération serait plus importante et sa vitesse dépasserait tout de même la valeur critique. En d'autres termes, ces observations confirmeraient que, s'il existe une vitesse critique, son dépassement n'est pas une condition suffisante pour l'apparition de la digitation : les cas de rupture régulière observés

ici excèdent bien la vitesse critique, mais une autre condition nécessaire pourrait devoir être remplie pour que le phénomène de digitation soit observé.

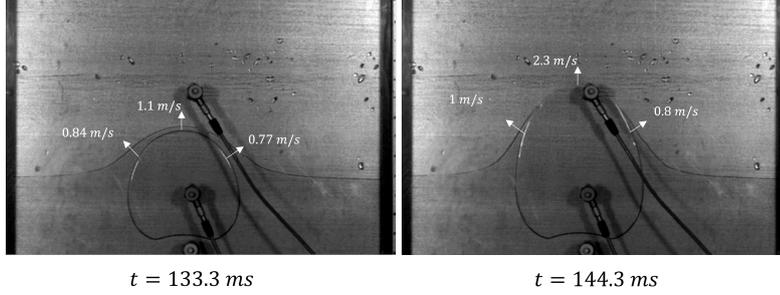


FIGURE 4.4 – Vitesses à différents points de l’interface dans le cas de la rupture régulière ($P = 10$ mbar, $T_L = 12$ °C, $T_{sat}^{nucl} = 10.7$ °C)

Afin de comparer les différents comportements de croissance, il a été choisi de concentrer l’étude sur l’instant auquel la vitesse interfaciale atteint 0,9 m/s (correspondant à la vitesse interfaciale moyenne d’apparition des perturbations, comme indiqué sur la figure 4.2a). Ce temps caractéristique est ensuite divisé par l’instant de rupture de l’interface $t_{rupture}$ (en d’autres termes, la durée totale de la croissance de la bulle) pour définir un temps sans dimension $t_{0,9m/s}^*$ (équation 4.4). Cette valeur de la vitesse (0,9 m/s) a été choisie pour visualiser les deux cas suivants : aucune perturbation n’est apparue à cet instant (mais pourrait apparaître plus tard) et une perturbation s’est déjà développée avant cet instant.

$$t_{0,9m/s}^* = \frac{t_{0,9m/s}}{t_{rupture}} \quad (4.4)$$

La figure 4.5a présente la surface apparente des bulles à $t_{0,9m/s}$ en fonction du temps adimensionné $t_{0,9m/s}^*$. Trois phénomènes différents sont détaillés sur la figure : l’apparition de doigts (▲), l’apparition de petites perturbations n’ayant pas donné lieu au développement de la digitation (oscillations sans digitation, ■) et la rupture régulière, sans perturbation à l’interface (◆).

Lorsqu’elles atteignent une vitesse interfaciale donnée de 0,9 m/s, les bulles régulières ont la plus petite surface apparente. De plus, sur la figure 4.5b – qui montre la surface apparente finale de la bulle en fonction de la durée totale de croissance⁴, il apparaît que les

4. Les incertitudes associées à $S_{0,9m/s}$ et $S_{rupture}$, non représentées sur la figure, sont en moyenne égales

cas de rupture régulière sont associés aux plus petites bulles en fin de croissance et à la durée de croissance la plus courte. Ainsi, malgré l'observation de quelques bulles dendritiques à faible surface apparente ou à faible taux de croissance, l'apparition de la digitation pourrait être liée au temps et à l'espace disponibles pour la croissance de la bulle : des dendrites pourraient n'apparaître que lorsqu'elles disposent de suffisamment de temps et d'espace pour se développer.

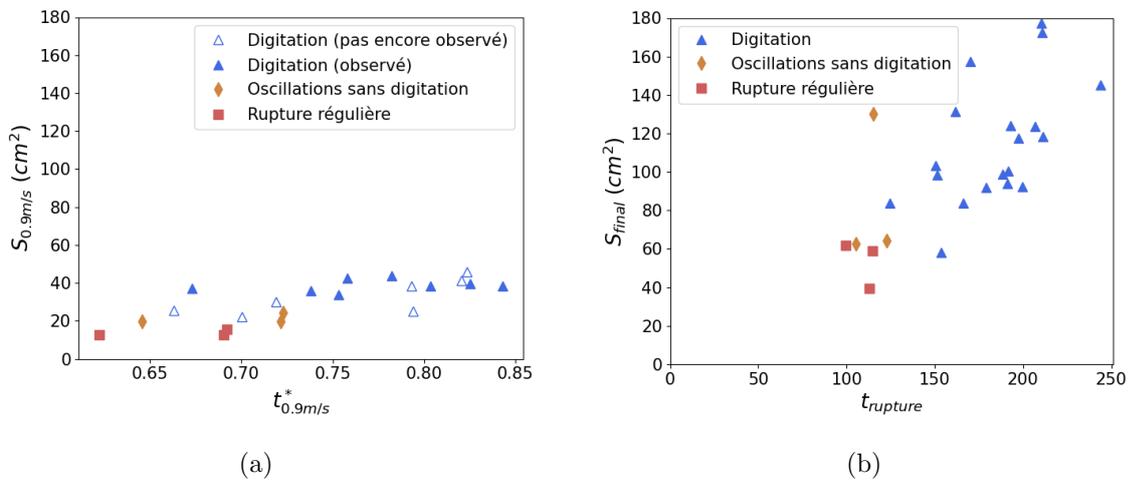


FIGURE 4.5 – Taille apparente de la bulle à (a) l'instant auquel l'interface atteint une vitesse de 0,9 m/s et (b) la fin de la croissance

4.1.3.3 Profondeur initiale

La pression hydrostatique n'étant pas négligeable dans les conditions de la présente étude, la profondeur initiale a un impact significatif sur la pression locale, c'est-à-dire la pression au niveau de l'emplacement de la bulle.

Afin de comparer les différents phénomènes se produisant lors de la croissance des bulles, la définition de la longueur d'onde est étendue au cas des bulles régulières : la longueur d'onde, dans ce cas, est définie comme la largeur maximale de la bulle⁵ et sera donc significativement plus grande que la longueur d'onde mesurée dans le cas des bulles dendritiques. Il est cepen-

à 2% de la mesure réalisée par imageJ. L'incertitude associée aux mesures des temps $t_{0.9m/s}$ et $t_{rupture}$ sont négligeables.

5. En toute rigueur, cette longueur d'onde serait infinie si la surface était lisse, sans aucune perturbation. Cette adaptation de la mesure a toutefois été choisie arbitrairement dans le but de fournir une visualisation distinctive des bulles dendritiques et régulières

dant à noter que la précision de cette mesure n'est pas suffisante pour considérer sa valeur comme exacte. Il semble tout de même pertinent de l'utiliser afin de distinguer visuellement les différents phénomènes.

La figure 4.6 trace la profondeur initiale Δh_0 en fonction de la longueur d'onde (toutes deux mesurées à l'aide du logiciel imageJ [85]) pour les deux campagnes expérimentales. L'incertitude associée à la mesure de Δh_0 correspond à 1,5% de la mesure (cette dernière ayant été réalisée avec imageJ [85]). Quant à la longueur d'onde, la valeur de cette dernière a un rôle indicatif. Ces deux incertitudes ne sont donc pas représentées sur la figure.

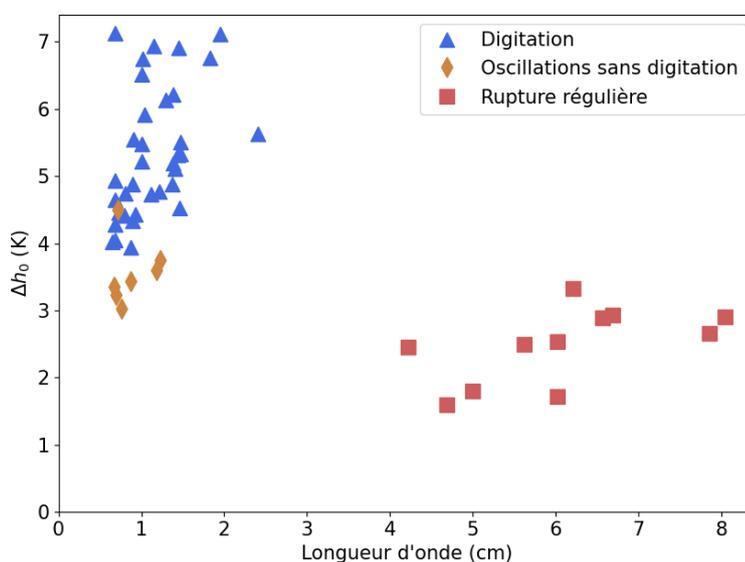


FIGURE 4.6 – Impact de la profondeur initiale sur les phénomènes observés (campagnes 1 et 2)

Dans le cas de la digitation, la profondeur initiale varie de 4 cm à environ 7 cm. En revanche, lorsqu'aucun phénomène de digitation n'est observé, les bulles régulières apparaissent 1 cm à 3,5 cm sous la surface libre. Aucune bulle dendritique n'est observée pour des valeurs de Δh_0 en dessous de 3,5 cm : la digitation semble se produire exclusivement lorsque la bulle apparaît à une profondeur initiale supérieure à 3,5 cm. La distance initiale de la bulle à la surface libre semble ainsi avoir un impact significatif sur l'apparition du phénomène. Ces observations pourraient confirmer les interprétations évoquées dans 4.1.3.2 : lorsque la bulle se forme à une profondeur suffisante (supérieure à 3,5 cm), les perturbations disposeraient de

suffisamment d'espace et de temps à l'intérieur du liquide pour se développer à l'interface de la bulle et former des dendrites.

4.1.3.4 Surchauffe locale

Comme suggéré précédemment, les phénomènes de changement de phase et les effets thermiques pourraient avoir un impact sur l'apparition ou non du phénomène de digitation. Un premier aperçu de cette possibilité consiste à mesurer l'influence de la surchauffe $\Delta T = T_p - T_{sat}$ puisque son augmentation devrait augmenter le flux de chaleur local (en supposant que le coefficient de transfert thermique reste constant) et la vitesse de croissance de la bulle [8]. Peu de recherches antérieures semblent avoir étudié l'impact spécifique de la surchauffe sur la digitation lors de l'ébullition de l'eau. Reinker *et al.* [88] ont mis en évidence que, dans un canal confiné cylindrique d'un diamètre fixe de 20 mm, horizontal et dont l'écoulement est radial, la digitation est observée lorsque l'ébullition peut être décrite comme explosive. Ils ont observé que ce régime d'ébullition correspond à une certaine gamme de flux de chaleur (de 100 à 130 kW/m² dans leur cas), et qu'un sous-refroidissement est nécessaire avant l'ébullition, pour remplir le canal. Kapitz *et al.* [97] ont examiné l'évolution de la surchauffe en fonction de l'épaisseur et du diamètre du canal sur la même installation. Ils ont également conclu que le phénomène de digitation (de faible longueur d'onde) n'était observé que pour les bulles présentant des vitesses d'interface élevées et un processus d'ébullition explosif.

Dans cette étude, la pression hydrostatique génère un gradient de pression vertical important au sein du liquide [1], [38]. La température de saturation initiale du liquide à l'endroit de l'apparition de la bulle dépend alors de la profondeur initiale. Ainsi, pour tenir compte de ce gradient, la surchauffe initiale corrigée ΔT_0 est définie en fonction de Δh_0 et exprimée par l'équation 4.5 :

$$\Delta T_0 = T_L - T_{sat}(P_v^\infty + \rho_L g \Delta h_0) \quad (4.5)$$

Les incertitudes associées à ce calcul sont estimées en sommant l'incertitude liée à la mesure de T_L (température d'entrée du fluide secondaire), notée u_{T_L} et celle associée à la

température de saturation notée $u_{T_{sat}}$ et calculée selon l'équation 4.6.

$$u_{T_{sat}} = T_{sat} (P_v^\infty + u_{P_v^\infty} + \rho_L g (\Delta h_0 + u_{\Delta h_0})) - T_{sat} (P_v^\infty - u_{P_v^\infty} + \rho_L g (\Delta h_0 - u_{\Delta h_0})) \quad (4.6)$$

où u_G représente l'incertitude associée à la grandeur G . Ainsi, la valeur moyenne de l'incertitude totale $u_{\Delta T_0} = u_{T_L} + u_{T_{sat}}$ est inférieure à 0,4 K dans tous les cas.

La figure 4.7 montre la surchauffe locale initiale ΔT_0 en fonction de la longueur d'onde pour les campagnes 1 et 2 réunies.

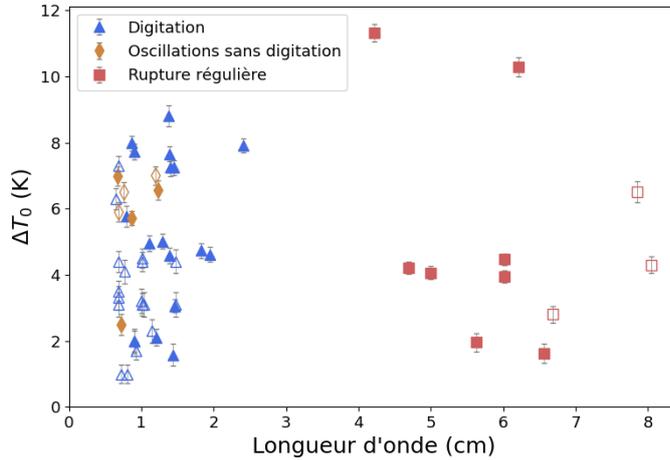


FIGURE 4.7 – Influence de la surchauffe locale sur la digitation pour toutes les expérimentations (marqueurs vides : campagne 1 ; marqueurs remplis : campagne 2)

Dans le cas de la digitation, la surchauffe varie de 1 K à 9 K. La rupture régulière semble associée à des surchauffes locales variant de 2 K à 6 K, avec deux valeurs maximales entre 10 K et 12 K. Entre 6 K et 9 K de surchauffe locale, aucune bulle régulière n'a été observée. À l'inverse, seules des bulles régulières ont été observées entre 10 K et 12 K.

Bien que ces observations ne permettent pas de conclure clairement en ce qui concerne l'effet de la surchauffe initiale sur l'apparition de la digitation – en particulier parce que la première campagne expérimentale a été réalisée selon un plan d'expérience – l'analyse de la campagne 2 conduit à la même constatation : les cas de digitation et de rupture régulière peuvent tous deux être observés, dans chaque condition de pression, indépendamment de

CHAPITRE 4. DIGITATION ET FRONTS D'ÉVAPORATION : ÉTUDE PARAMÉTRIQUE

la surchauffe. Pour illustrer cette conclusion, la surchauffe locale est tracée en fonction de la longueur d'onde sur la figure 4.8 pour les trois différentes pressions de travail étudiées dans le jeu de données résultant de la campagne 2 (10, 20 et 30 mbar).

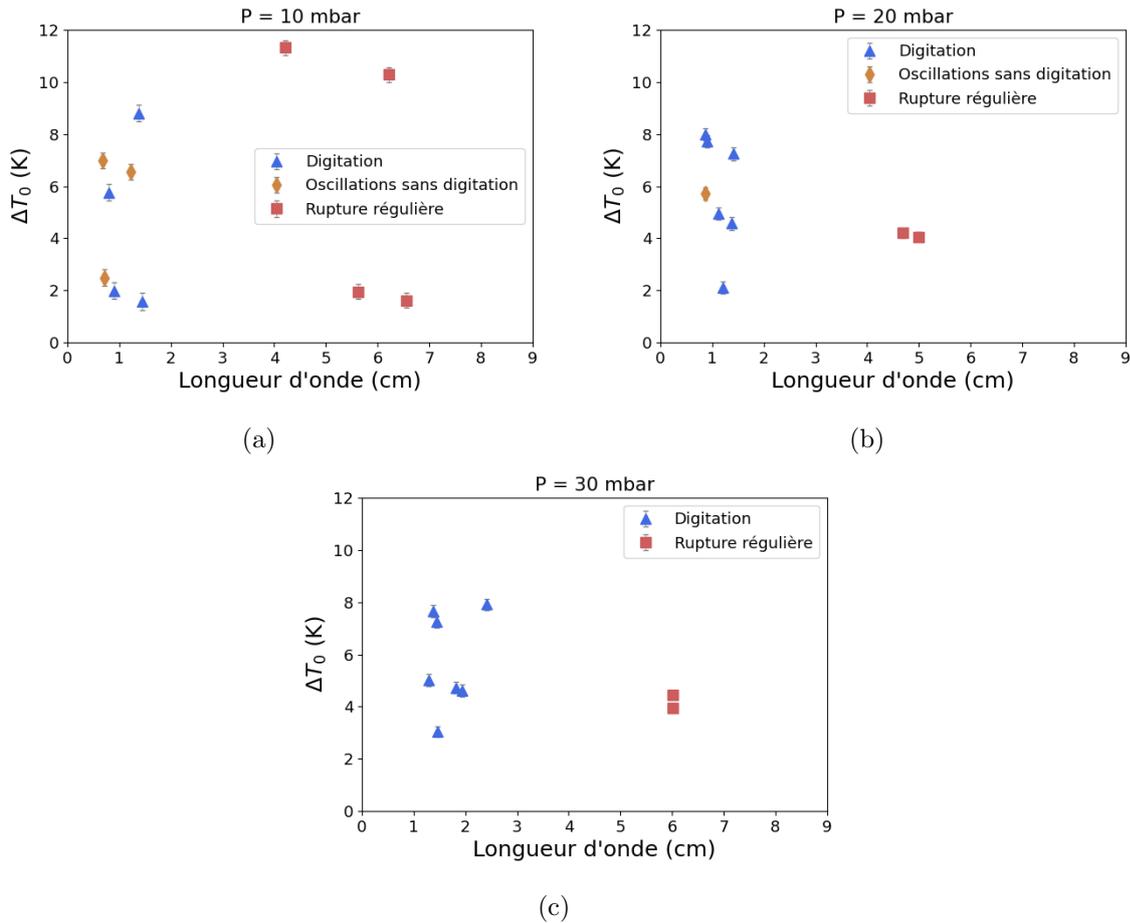


FIGURE 4.8 – Influence de ΔT_0 sur l'apparition des phénomènes observés pour (a) $P_v^\infty = 10$ mbar (b) $P_v^\infty = 20$ mbar (c) $P_v^\infty = 30$ mbar

Deux autres paramètres peuvent être utilisés pour mieux comprendre le rôle de la surchauffe locale, car ils caractérisent la nature explosive de la croissance des bulles : la vitesse interfaciale finale $v_{rupture}^+ = v^+(t_{rupture})$ exprimée en m/s et la vitesse d'expansion finale $v_{rupture}^{exp} = \left(\frac{dS}{dt}\right)_{t_{rupture}}$ exprimée en m^2/s . La figure 4.9 montre l'influence de ΔT_0 sur ces vitesses caractéristiques, en utilisant les données de la campagne 1 et les grandeurs mesurées automatiquement.

Dans les deux cas, aucune tendance particulière ne peut être observée. En effet, bien

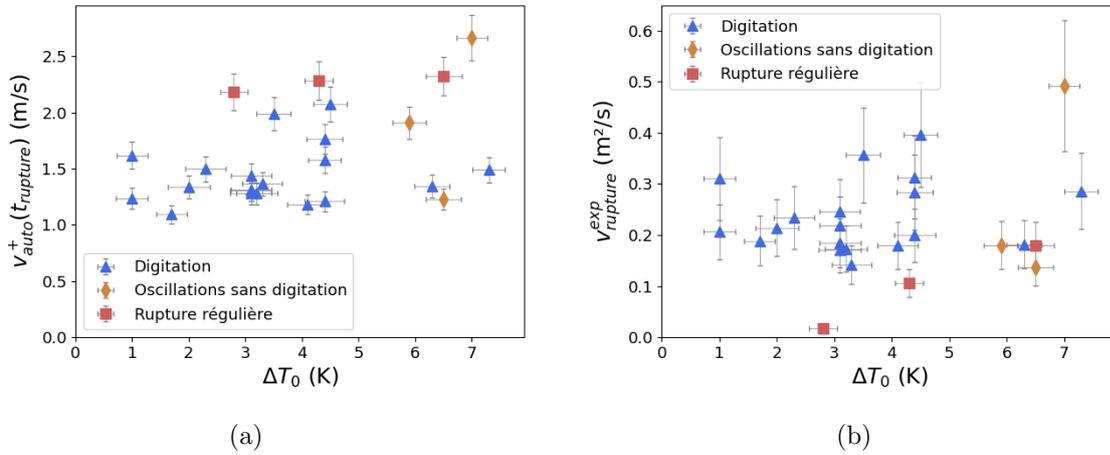


FIGURE 4.9 – Influence de la surchauffe locale sur (a) la vitesse interfaciale et (b) la vitesse d'expansion, à l'instant de la rupture (campagne 1)

que le cas régulier semble être associé aux valeurs les plus élevées de la vitesse interfaciale finale (figure 4.9a), cette dernière ne semble pas dépendre de la surchauffe locale. De même, la vitesse d'expansion finale (figure 4.9b) ne semble pas être affectée par la variation de la surchauffe locale en général.

Ainsi, au premier abord, la surchauffe locale ne semble pas suffisante pour expliquer l'apparition de digitation à elle seule. Cela pourrait cependant être dû au fait qu'elle n'a pas d'impact notable sur les vitesses interfaciale et d'expansion de la bulle lorsque la digitation est observée. En outre, la grande variabilité des conditions opératoires due au plan d'expériences est une explication possible de l'absence de relation entre la vitesse et la surchauffe locale dans les données utilisées pour ces travaux.

De futures expérimentations seraient bénéfiques à cette investigation de la surchauffe locale. En particulier, l'utilisation d'une installation sur laquelle la profondeur initiale serait contrôlable permettrait de réaliser des études systématiques, rendant possible une analyse plus poussée de l'impact de la surchauffe locale sur l'apparition de la digitation avec beaucoup plus de précision.

4.2 Front d'évaporation

4.2.1 Origine physique

Les instabilités connues sous le nom de *fronts d'évaporation* interviennent dans un contexte de changement de phase violent, dans le cas de surchauffes très élevées [89], [98]-[101].

Lorsqu'un liquide initialement à saturation (ou peu sous-refroidi) est brusquement détendu, il entre dans sa zone de métastabilité et devient surchauffé. Le processus de vaporisation qui s'ensuit est alors adiabatique [99]. Ce processus est alors dépendant de l'amplitude de la chute de pression du liquide ainsi que de la vitesse de dépressurisation (la rapidité à laquelle cette amplitude est atteinte). De plus, lorsque les conditions nécessaires à la nucléation – homogène ou hétérogène – ne sont pas remplies (conditions dépendant de la densité des sites de nucléation et de leur activité, du degré de surchauffe et des propriétés thermophysiques du fluide), le changement de phase ne peut se faire par ébullition. Le processus de vaporisation est alors restreint à une zone finie proche de la surface libre (le front d'évaporation), qui se propage dans le liquide surchauffé et laisse derrière elle un mélange liquide-vapeur [89], [98], [100]-[102].

La figure 4.10 illustre ce phénomène, observé par Stutz et Simões-Moreira [89] dans un canal équipé d'un diaphragme permettant de réaliser une décompression quasi-instantanée du liquide.

Plusieurs désignations de cette crise d'évaporation peuvent être trouvées dans la littérature, comme *flash evaporation*, *evaporation waves* ou *rapid boiling*. Dans ce manuscrit, les phénomènes observés et décrits dans 3.3.3 seront appelés *fronts d'évaporation* en référence à ces observations.

Dans le cas présent, bien que les conditions opératoires soient différentes de celles pour lesquelles des fronts d'évaporation sont généralement observés, le phénomène décrit dans la partie 3.3.3 et rapporté dans un premier temps par Giraud et Tréméac [82] semble très similaire. C'est pourquoi le même nom lui est attribué. Il est néanmoins possible que la nature du phénomène soit différente de celle des fronts d'évaporation.

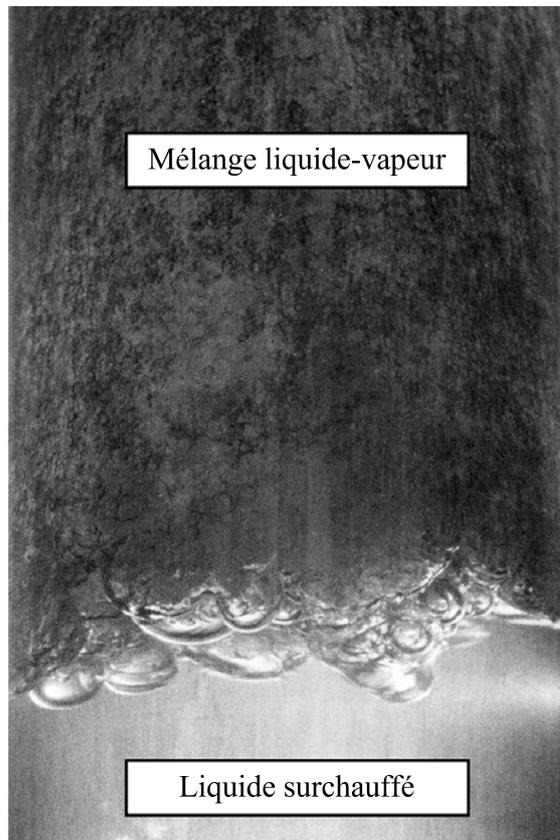


FIGURE 4.10 – Illustration du phénomène de front d'évaporation (d'après Stutz et Simões-Moreira [89])

4.2.2 Étude préliminaire

Afin de réaliser une première étude sur les facteurs pouvant influencer l'apparition des fronts d'évaporation, les résultats de la campagne 1 (plan d'expériences) sont utilisés. En particulier, l'étude se focalise sur les vidéos de croissance de bulles présentant un front d'évaporation complètement développé⁶ dans un canal de 4 ou 6 mm d'épaisseur (aucun phénomène de ce type n'ayant été observé dans le cas 2 mm). À des fins de comparaison, les vidéos montrant le phénomène de rupture régulière sont également considérées dans l'étude. L'ensemble de ces cas représente un total de 38 vidéos exploitables. L'étude présentée ici propose une investigation succincte de certains paramètres du problème, dans le but d'identifier les facteurs d'influence pouvant prendre part à une étude ultérieure, plus approfondie, permettant ainsi

6. Les cas de *micro-bulles*, rapportés dans la partie 3.3.2, sont ici considérés comme des cas de fronts d'évaporation interrompus par l'éclatement de la bulle et sont donc écartés de l'analyse

d'améliorer la compréhension du phénomène observé.

4.2.2.1 Impact de la profondeur initiale sur la taille finale des bulles

Sur la figure 4.11, pour chaque épaisseur de canal (figures 4.11a et 4.11b, respectivement pour 4 et 6 mm), la surface finale $S_{rupture}$ est tracée en fonction de la profondeur initiale de la bulle Δh_0 . Dans le cadre de cette étude, de même que dans le cas précédent (partie 4.1.3), ces deux grandeurs ont été mesurées à l'aide du logiciel imageJ [85] afin de minimiser les incertitudes. Pour des raisons de lisibilité, les barres d'incertitudes ne sont pas indiquées sur les figures, mais représentent en moyenne 4,7% et 2,3% de la mesure pour Δh_0 et $S_{rupture}$, respectivement.

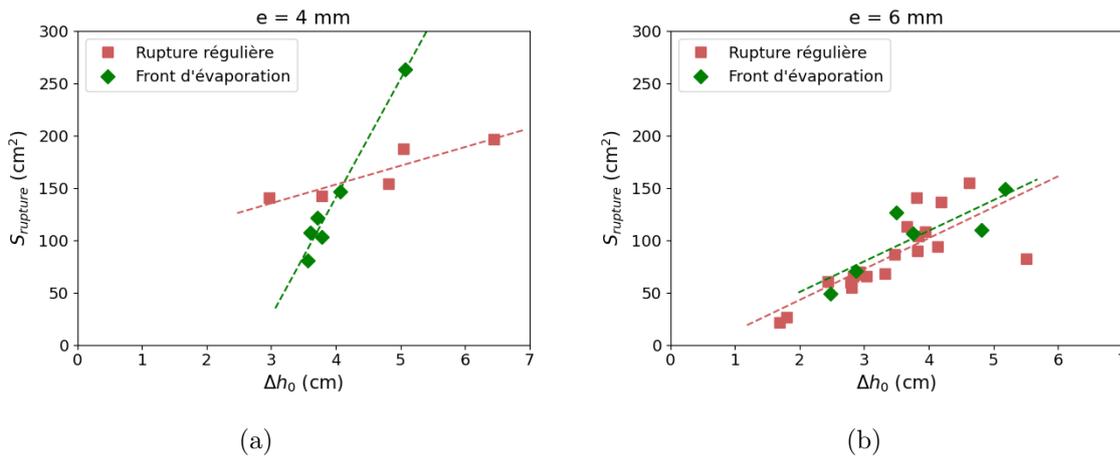


FIGURE 4.11 – Influence de la profondeur initiale sur la surface finale, avec et sans front d'évaporation, dans le cas d'une épaisseur de canal de (a) 4 mm et (b) 6 mm

Sur les deux figures (4.11a et 4.11b), malgré une dispersion observable pour le cas des bulles régulières évoluant dans un canal de 6 mm d'épaisseur (figure 4.11b, à partir de $\Delta h_0 = 4$ cm), la profondeur initiale semble globalement corrélée à la surface finale de la bulle : un début de croissance loin de la surface libre est associé à une bulle de grande taille à l'instant de la rupture dans tous les cas. Cette relation semble cohérente avec les observations rapportées dans la partie 3.2.2.3.

D'autre part, pour de faibles valeurs de Δh_0 (≤ 4 cm) et une épaisseur de confinement de 4 mm, la surface finale est globalement moins importante dans le cas des fronts d'évaporation que dans le cas régulier pour une profondeur initiale donnée. À l'inverse, lorsqu'une bulle est

créée à plus de 4 cm de la surface libre, sa taille finale semble plus importante lorsqu'un front d'évaporation est observé.

Lorsque l'épaisseur du canal est de 6 mm, (figure 4.11b), la tendance générale de cette relation ne semble pas affectée par l'apparition de fronts d'évaporation. En effet, les droites de régression respectives des cas de rupture régulière et de front d'évaporation sont semblables. Ainsi, l'apparition ou non d'un front d'évaporation sur l'interface de la bulle ne semble pas modifier la relation existant entre sa taille finale et la profondeur initiale. En revanche, dans le cas d'une épaisseur de 4 mm (figure 4.11a), une différence prononcée peut être observée entre les deux droites de régression : la pente générale dans le cas de la rupture régulière semble bien plus faible que celle obtenue dans le cas des fronts d'évaporation. Dans un canal de 4 mm d'épaisseur, l'apparition d'un front d'évaporation semble donc associée à une augmentation plus rapide de la surface finale de la bulle avec la profondeur initiale. Il semble toutefois important de souligner que les données concernant les fronts d'évaporation dans le cas d'un canal de 4 mm sont peu nombreuses : un seul point est effectivement supérieur aux valeurs associées à des cas de bulles régulières et mène à l'observation d'un croisement des courbes de régression. Des expérimentations supplémentaires sont donc nécessaires pour confirmer ces résultats.

4.2.2.2 Pression de travail et surchauffe locale

La pression de vapeur régnant au dessus de la surface libre (P_v^∞) et la surchauffe locale initiale (ΔT_0 , équation 4.5) pourraient également impacter l'apparition d'un front d'évaporation. Sur les figures 4.12a et 4.12b, P_v^∞ est tracé en fonction de ΔT_0 lors de l'ébullition dans un canal de 4 mm et 6 mm d'épaisseurs respectives. Les incertitudes, négligeables en comparaison à la variation des grandeurs, n'y sont pas représentées.

À pression constante et dans les deux cas (4 mm et 6 mm), il semble exister un seuil de surchauffe à partir duquel les fronts d'évaporation sont observés. En effet, dans la grande majorité des cas – à l'exception du cas $e = 4$ mm (figure 4.12a), $P_v^\infty = 10$ mbar et $4 \text{ K} < \Delta T_0 < 6 \text{ K}$ – et malgré la grande variété des conditions opératoires générées par le plan d'expériences, les cas de rupture régulière sont observés jusqu'à une certaine surchauffe. Pour des surchauffes plus importantes que celle-ci, seuls des cas de front d'évaporation sont observés. Cette valeur

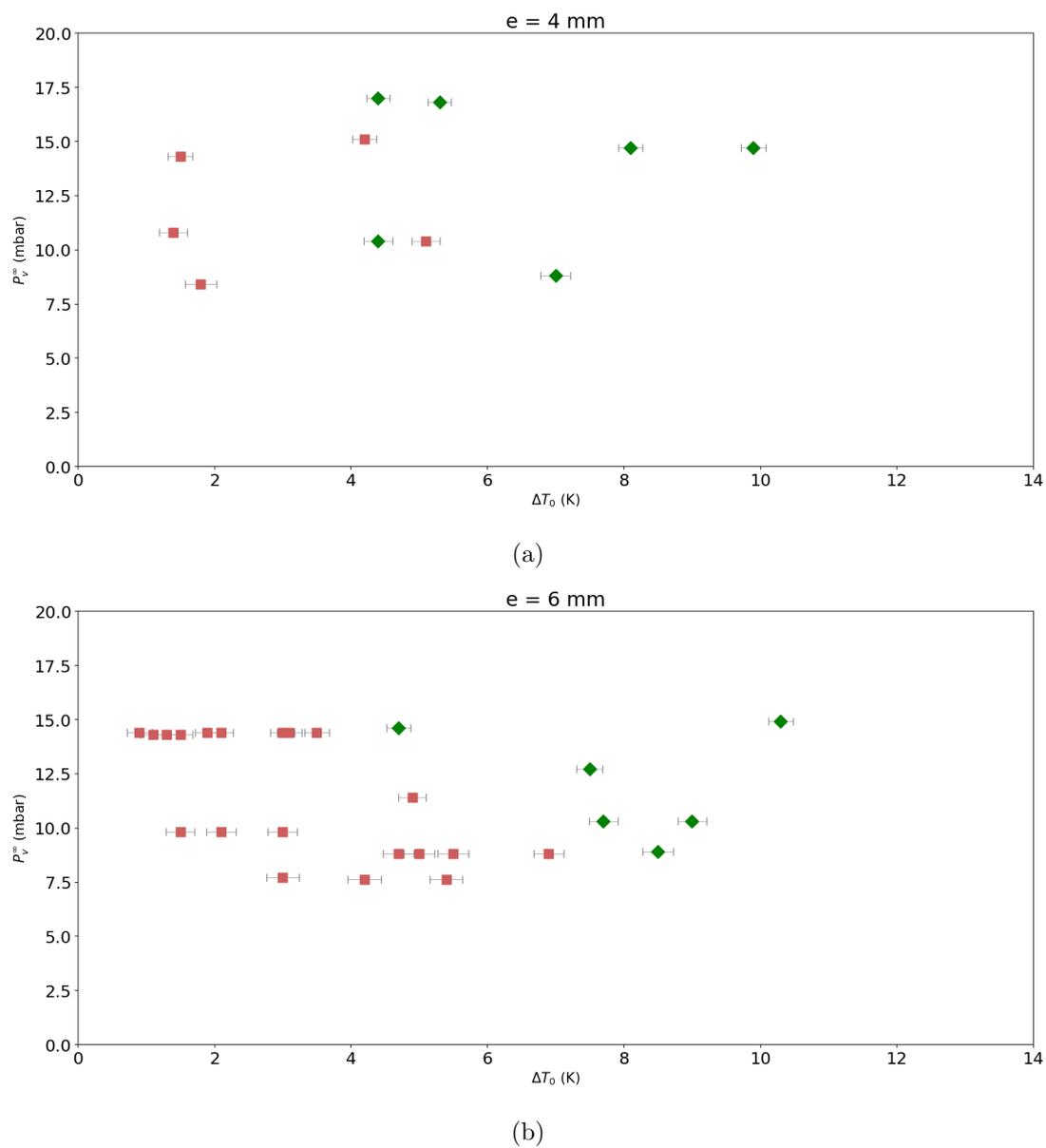


FIGURE 4.12 – Apparition ou non du phénomène de front d'évaporation en fonction de P_v^∞ et de ΔT_0 dans le cas d'une épaisseur de canal de (a) 4 mm et (b) 6 mm

seuil de la surchauffe semble varier selon la pression de travail. Par exemple, dans le cas où l'épaisseur de confinement est de 6 mm (figure 4.12b), à une pression constante d'environ 15 mbar, les bulles observées sont toutes régulières lors d'une augmentation de la surchauffe jusqu'à 4 K et présentent un front d'évaporation au delà. Pour cette même épaisseur de canal, à une pression constante d'environ 9 mbar, la surchauffe critique semble se situer aux alentours de 7,5 K. Il convient cependant de noter que les données sont peu nombreuses dans le cas des fronts d'évaporation. La réalisation d'une série d'expérimentations faisant varier de façon systématique la pression de travail et la surchauffe locale permettrait ainsi d'identifier cet éventuel seuil de surchauffe avec plus de précision.

4.2.2.3 Épaisseur de la couche limite thermique : première approximation

L'observation des fronts d'évaporation pourrait également avoir un lien avec la formation de la couche limite thermique se formant sous la bulle. En effet, cette dernière joue un rôle très important dans la dynamique de croissance des bulles ([8], [16] par exemple), en particulier lorsque la croissance est inertielle (les transferts thermiques étant très rapides dans ce cas [6]).

En première approche, l'épaisseur de la couche limite thermique présente sous la bulle est estimée selon le modèle de Pohlhausen [103] appliqué par Van Stralen *et al.* [8]. La figure 4.13 propose une représentation schématique de cette micro-couche, dans le cas du modèle (figure 4.13a) et telle que supposée dans le cas présent (figure 4.13b).

Les hypothèses ayant permis de développer le modèle de Van Stralen *et al.* [8] sont les suivantes :

- La bulle est hémisphérique et sa croissance est régie par une loi de puissance de la forme $R \sim t^m$ (avec, dans le cas présent ⁷ : $m \approx 2,005$ à $t_{rupture}$)
- La micro-couche est formée au sein d'un écoulement liquide laminaire, à une dimension dans un plan uniformément surchauffé, parallèlement à la paroi
- La température à la paroi et la vitesse de la vapeur au sein de la bulle sont constantes
- La couche limite suit une condition de non-glissement à l'interface liquide-vapeur de

7. L'évolution générale de la taille d'une bulle est de la forme $S^* \sim t^{*n}$ avec $n = 1.935t^* + 2,074$ (voir partie 3.2.2.2), soit $R^* \sim t^{*n/2}$. À $t = t_{rupture}$, $t^* = 1$ et donc $m = n/2 = \frac{1.935+2,074}{2} \approx 2,005$

la bulle lors de son expansion : la vitesse tangentielle du liquide y est nulle.

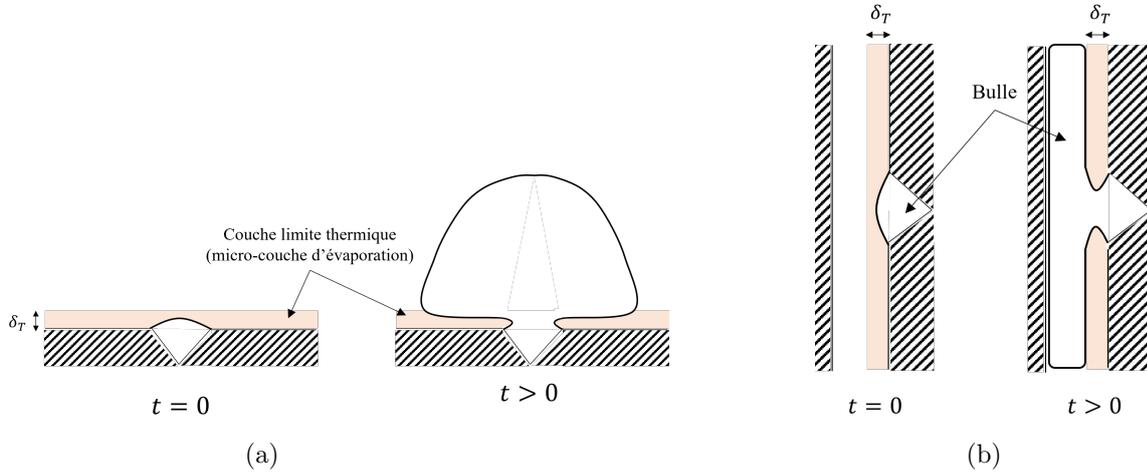


FIGURE 4.13 – Illustration schématique de la micro-couche d'évaporation considérée (a) dans le cadre du modèle de Van Stralen *et al.* [8] et (b) dans le cas présent

L'épaisseur de la couche limite thermique δ_T à l'instant de la rupture, exprimée en μm , est alors exprimée par l'équation 4.7 [8] :

$$\delta_T = 3,012Pr^{-1/3} \left(\frac{\mu_L t_{rupture}}{2,005\rho_L} \right)^{1/2} \quad (4.7)$$

Où $Pr = \mu_L/(\rho_L\alpha)$ est le nombre de Prandtl du liquide (avec α sa diffusivité thermique).

Cette expression est une application de celle développée par Van Stralen *et al.* [8] afin d'estimer, durant les premiers instants de la croissance d'une bulle (lorsqu'elle est hémisphérique et que sa croissance est inertielle), l'épaisseur de la micro-couche d'évaporation (sous la bulle). Dans le cas présent, il est supposé en première approximation que la bulle conserve ces propriétés durant toute son évolution. Bien que ne prenant pas en compte les effets dus aux parois rapprochées, cette hypothèse semble convenable afin d'avoir une première idée de l'influence de δ_T sur l'apparition des fronts d'évaporation (en particulier puisque la croissance de la bulle est probablement inertielle⁸). Il est toutefois important de garder à l'esprit que cette grandeur est probablement largement surestimée.

8. Comme évoqué dans la partie 3.2.2.2, l'allure générale des courbes d'évolution de la taille des bulles dans le temps est proche de celle décrite par l'équation de Rayleigh, indiquant une probable prédominance de l'inertie liquide pendant la croissance.

Afin de mettre en lumière le potentiel impact de δ_T sur l'apparition de fronts d'évaporation, la masse de vapeur produite est calculée d'après l'équation 4.8 (considérant une bulle cylindrique de base $S_{rupture}$ et de hauteur e).

$$m_V = \rho_V S_{rupture} e \quad (4.8)$$

Les figures 4.14a et 4.14b illustrent l'influence de δ_T sur m_V pour des épaisseurs de canal de 4 mm et 6 mm, respectivement. Les incertitudes liées au calcul de ces grandeurs étant très faibles (0,01% pour δ_T et 2,7% pour m_V ⁹), elles ne sont pas représentées sur la figure.

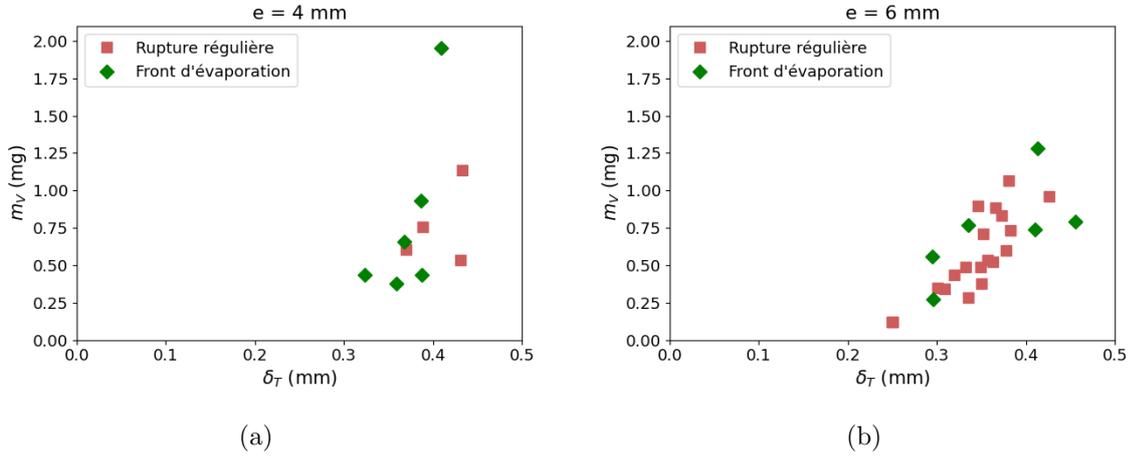


FIGURE 4.14 – Influence de l'épaisseur de la micro-couche d'évaporation sur la masse de vapeur produite, avec et sans front d'évaporation, dans le cas d'une épaisseur de canal de (a) 4 mm et (b) 6 mm

Sur la figure 4.14a, pour une masse de vapeur donnée, il pourrait exister une valeur maximale de δ_T en-dessous de laquelle des fronts d'évaporation sont observés sur l'interface de la bulle. En effet, les cas de front d'évaporation semblent correspondre aux valeurs minimales de δ_T à m_V constant. La quantité de données disponibles dans le cas 4 mm est néanmoins trop limitée pour conclure clairement sur cette potentielle valeur critique. En outre, la figure 4.14b ne montre pas de valeur seuil en particulier et aucune tendance ne peut être observée

9. Les incertitudes sont calculées de la même manière que dans la partie 2.4. La variation de la grandeur δ_T est dépendante en majorité de la variation de $t_{rupture}$ (les autres grandeurs, propriétés thermophysique du fluide, ne varient que de manière négligeable en comparaison). L'incertitude associée à δ_T est alors calculée en fonction de l'incertitude associée à $t_{rupture}$, soit $u_{\delta_T} = \frac{u_t}{t_{rupture}} \sim 10^{-2}\%$ avec $u_t = \pm 10^{-2}$ ms l'incertitude liée à l'estimation du pas de temps entre deux images (voir partie 2.4). Concernant l'incertitude associée à m_v , elle correspond à l'incertitude de la mesure de $S_{rupture}$ par imageJ, soit $u_{m_V} = u_{S_{imgJ}} = 2,7\%$.

concernant l'apparition ou non de fronts d'évaporation.

Pour résumer, aucune influence particulière de l'épaisseur de la couche limite thermique sur l'apparition des fronts d'évaporation ne peut être clairement observée. Cette analyse, restée relativement superficielle, pourrait être étayée de deux manières :

- Une nouvelle campagne expérimentale avec une épaisseur de canal de 4 mm permettrait de regrouper un plus grand nombre de données dans ce cas. La présence d'une valeur critique de δ_T pourrait alors être confirmée ou non
- Le calcul de δ_T a été réalisé avec un grand nombre d'hypothèses simplificatrices. Une étude théorique et bibliographique complète sur le sujet serait bénéfique afin de préciser cette estimation.

Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en lumière certains facteurs ayant un impact sur l'apparition de deux des perturbations d'interface identifiées et rapportées dans le chapitre 3 : la digitation et les fronts d'évaporation.

Dans le cas de la digitation, une nouvelle campagne expérimentale a été réalisée pour cette étude et a permis de compléter le jeu de données fourni par la première campagne (décrite au chapitre 2). L'analyse de ces deux campagnes a permis d'étudier l'impact de plusieurs paramètres sur la dynamique des bulles dendritiques. L'épaisseur du canal a été identifiée comme étant un paramètre affectant significativement la digitation : une valeur critique semble conditionner l'apparition du phénomène. De même, il a été mis en évidence que la profondeur initiale a un impact non négligeable sur le phénomène : si la bulle apparaît à plus de 3 cm de la surface libre, des dendrites seront presque toujours observées. Une possible explication pourrait être que, lorsque la bulle apparaît à une profondeur suffisante, elle dispose de suffisamment d'espace et de temps pour que l'instabilité se développe sur l'interface et forme des doigts. Cependant, concernant l'existence d'une vitesse interfaciale critique au-delà de laquelle la digitation est observée, les observations ne correspondent pas aux prédictions de la théorie classique des instabilités de Saffman-Taylor : bien qu'il puisse exister une telle vitesse critique, elle semble fortement surestimée pour la majorité des points. De plus, le dépassement de cette vitesse n'entraîne pas systématiquement l'apparition de digitation. Les raisons de ces écarts avec le modèle pourraient résider dans l'absence de prise en compte des effets thermiques et du changement de phase, qui pourraient jouer un rôle important dans le développement de l'instabilité. Au premier abord, la surchauffe locale ne semble pourtant pas avoir d'impact notable sur le phénomène. Dans de futurs travaux, le contrôle de la profondeur initiale permettrait d'étudier son impact et celui de la surchauffe locale sur la digitation avec d'avantage de précision.

Certains facteurs pouvant influencer l'apparition de fronts d'évaporation sur l'interface de la bulle ont également pu être identifiés. Il est apparu que l'impact de la profondeur initiale sur la surface finale des bulles est altéré lors de l'apparition des fronts d'évaporation, dans le cas d'une épaisseur de canal de 4 mm uniquement. D'autre part, la surchauffe locale semble présenter une valeur critique au-delà de laquelle les fronts d'évaporation se développent. Cette valeur critique pourrait dépendre de la pression de travail, sans que cette dernière n'ait d'impact direct sur le phénomène. Enfin, en première approximation, l'épaisseur de la couche limite thermique (entre la bulle et la paroi chauffante) ne semble pas impacter nettement l'apparition du phénomène. Une approche différente, considérant par exemple la mesure de l'épaisseur du film entre la bulle et la paroi, permettrait probablement d'améliorer l'étude thermique des fronts d'évaporation dans les conditions présentes.

L'étude préliminaire ainsi réalisée a donc permis de repérer les facteurs à considérer dans le cadre d'une étude plus approfondie : une variation systématique de ces paramètres permettrait une analyse plus fine de leur influence sur l'apparition des fronts d'évaporation.

CHAPITRE 5

RUPTURE D'INTERFACE ET MOUILLAGE

La croissance des bulles et la rupture de leur interface jouent un rôle important dans les échanges thermiques avec le fluide secondaire. En effet, l'évaporation du film liquide qu'elles génèrent est responsable de la majorité de ces échanges [58].

Ce chapitre a donc pour objectif de caractériser la génération de ce film liquide par la définition et la mesure d'une grandeur caractéristique : la hauteur de mouillage. L'influence des caractéristiques de la bulle (taille et vitesse) à l'instant de la rupture sur ce paramètre est examinée dans un premier temps. Afin d'approfondir l'analyse, l'introduction de nombres sans dimension permet de réaliser, en première approche, une étude des rapports des forces en présence à l'instant de la rupture. Une interprétation de ces forces et de leur rôle sur le mouillage des parois est alors proposée. Enfin, l'impact spécifique du phénomène de digitation sur la hauteur de mouillage est évalué et discuté au moyen d'une étude paramétrique.

Contenu

5.1 Définition et mesure de la hauteur de mouillage	136
5.1.1 Mouillage et projection	136
5.1.2 Méthode de mesure	137
5.2 Analyse des bulles à l'instant de la rupture	138
5.2.1 Approche cinématique : influence de la taille et de la vitesse de la bulle au moment de la rupture	140
5.2.2 Forces et nombres sans dimension	144
5.3 Digitation et mouillage : étude préliminaire	153
5.3.1 Dynamique de mouillage	153
5.3.2 Hauteur de mouillage : adaptation de la mesure	154
5.3.3 Étude paramétrique de l'impact de la digitation sur la hauteur de mouillage	155

5.1 Définition et mesure de la hauteur de mouillage

5.1.1 Mouillage et projection

Lors de la croissance d'une bulle, une mince couche de liquide, piégée entre celle-ci et la paroi, semble mouiller la paroi par des effets capillaires. En effet, la figure 5.1 montre la fin de croissance puis l'éclatement d'une bulle. Sur cet exemple, la paroi du canal est sèche avant la nucléation. La différence de contraste observée entre les images avant et après l'éclatement de la bulle montre la présence d'un film liquide déposé sur la paroi en acier inoxydable. Il est cependant à noter que cet exemple n'est pas représentatif de ce qui est généralement observé : la paroi est mouillée dans la majorité des cas avant l'apparition d'une bulle. Il permet néanmoins de bien distinguer les zones liquide et vapeur pendant la croissance de la bulle ainsi que le film déposé suite à la croissance de la bulle.

Le liquide apparaît légèrement plus sombre que la vapeur (numériquement, le niveau de gris moyen des pixels est de 70 dans la zone liquide, 122 dans la zone vapeur), en particulier dans la zone de croissance de la bulle. Sur la figure 5.1, à $t = 50$ ms, la zone sombre observée au dessus de la surface libre est ainsi due au film liquide généré par la croissance et l'éclatement de la bulle précédente. Ce film est recouvert à $t = 100$ ms par la bulle observée à $t = 50$ ms sous la surface libre, qui continue de croître. Lorsque le sommet de la bulle dépasse la surface libre et entre dans la zone vapeur, l'intérieur de la bulle apparaît légèrement plus sombre que cette dernière : elle conserve un niveau de contraste équivalent à celui du liquide. Ainsi, il peut être supposé que l'espace entre la bulle et la paroi est constitué de liquide (l'intérieur de la bulle à proprement parler étant constitué de vapeur). Après la rupture de la surface libre, à 116 ms, le film est maintenu sur la paroi tandis que la surface libre poursuit son mouvement. L'éclatement de la bulle projette également des gouttelettes sur les parois du canal, contribuant à la formation du film liquide.

Giraud *et al.* [58] ont estimé, grâce aux thermocouples insérés dans la plaque intérieure du canal et en s'appuyant sur les données obtenues via le plan d'expériences décrit précédemment, les flux thermiques échangés entre les fluides primaire et secondaire. Ils ont ainsi montré que la majorité des échanges thermiques entre les deux fluides est due à l'évaporation du film liquide : le flux thermique dû à l'évaporation du film est environ trois fois plus important que

5.1. DÉFINITION ET MESURE DE LA HAUTEUR DE MOUILLAGE

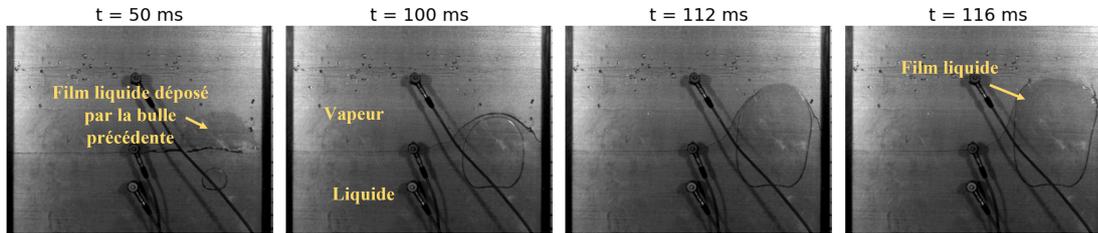


FIGURE 5.1 – Exemple de mouillage de la paroi par croissance d’une bulle (images tronquées), $P = 10$ mbar, $T_{liq} = 12^{\circ}\text{C}$, $h_{liq} = 16$ cm

celui mesuré dans les parties liquide et vapeur du canal.

Dans une optique d’amélioration des échanges thermiques, une première tentative de caractérisation de ce phénomène est réalisée. Un nouveau paramètre est défini et mesuré : la hauteur de mouillage Δh_m^{max} . Elle correspond à la hauteur du film liquide créé, et sa maximisation pourrait ainsi permettre d’intensifier les échanges thermiques en augmentant la surface d’échange utile à la vaporisation du film liquide.

5.1.2 Méthode de mesure

Le programme de traitement d’images présenté au chapitre 2 est utilisé dans un premier temps pour mesurer numériquement et automatiquement la hauteur de mouillage absolue : la coordonnée verticale de la hauteur maximale du film liquide par rapport à la bordure inférieure de l’image. Une fonction est implémentée dans ce but et agit comme suit : pour chaque vidéo, la première image sur laquelle la rupture est observée (à $t_{rupture}$) sert de référence pour la mesure. À partir de cet instant, le programme calcule, sur chaque image, le nombre de pixels blancs de chacune des lignes situées au dessus de la hauteur de liquide initiale. Un exemple de ce calcul est représenté sur la figure 5.2b. Sur cette figure sont tracées en ordonnée la coordonnée des lignes de l’image présentée sur la figure 5.2b, et en abscisse le nombre de pixels rencontrés sur chaque ligne.

La coordonnée de la ligne contenant le maximum de pixels blancs est alors défini comme la hauteur de mouillage absolue h_m . Un exemple de résultat obtenu grâce au programme est représenté figure 5.2a. Dans cet exemple, ce maximum est de 140 pixels, atteint proche de la ligne 500.

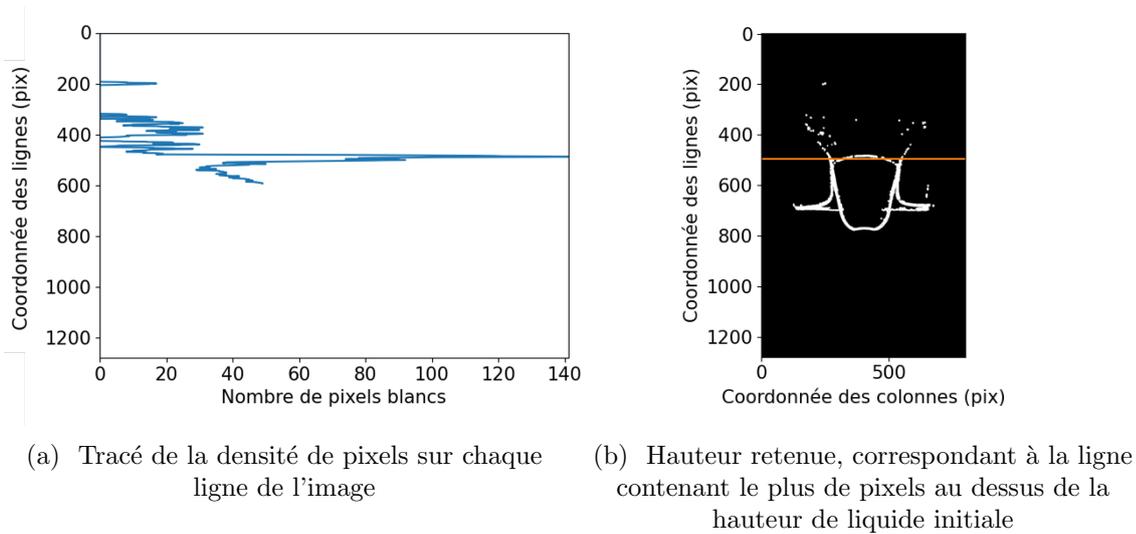


FIGURE 5.2 – Mesure de la hauteur de mouillage (unité : pixel)

La hauteur de liquide (initiale) est ensuite soustraite à cette hauteur absolue (équation 5.1) afin de définir la hauteur instantanée du film déposé, notée Δh_m et illustrée sur la figure 5.3.

$$\Delta h_m(t) = h_m(t) - H_L \quad (5.1)$$

Un exemple de l'évolution de Δh_m dans le temps, à partir de l'instant de la rupture, obtenu grâce à ce programme est présenté sur la figure 5.4. Cette hauteur augmente jusqu'à atteindre une valeur maximum notée Δh_m^{max} . Cette hauteur maximum sera celle utilisée dans la suite de cette étude, appelée "hauteur de mouillage maximale" ou simplement "hauteur de mouillage", en référence aux phénomènes à l'origine de la génération du film décrits précédemment.

5.2 Analyse des bulles à l'instant de la rupture

Lorsque l'épaisseur du canal vaut 2 mm, le phénomène de digitation est généralement observé : la mesure automatique de la hauteur de mouillage tel que présentée précédemment ne convient pas à ce cas de figure, en raison de la spécificité des géométries d'interface rencontrées. Il a donc été choisi de ne pas le représenter dans cette partie de l'étude et fera l'objet d'une analyse spécifique dans la partie 5.3.

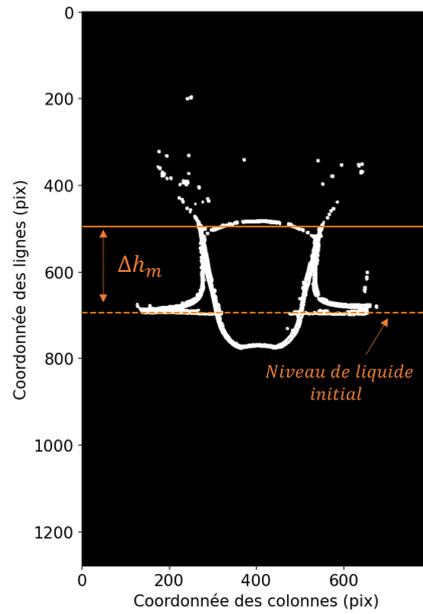


FIGURE 5.3 – Estimation de la hauteur du film liquide Δh_m

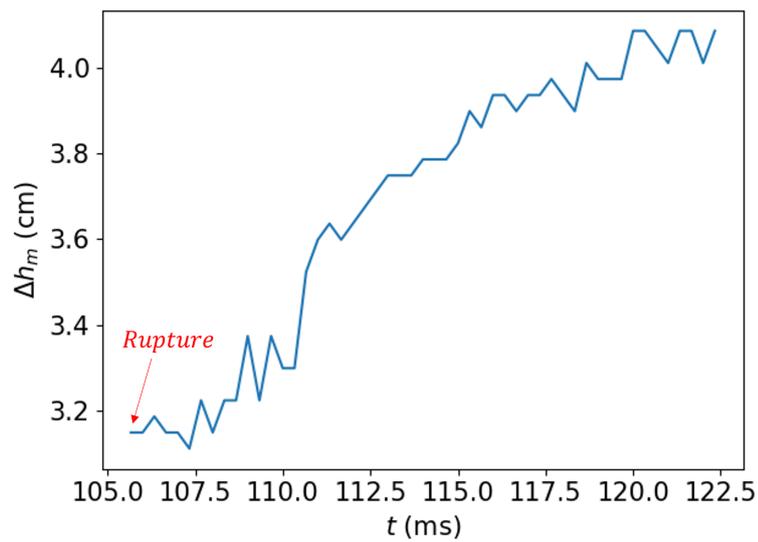


FIGURE 5.4 – Évolution temporelle de Δh_m à partir de $t_{rupture}$

5.2.1 Approche cinématique : influence de la taille et de la vitesse de la bulle au moment de la rupture

5.2.1.1 Relation entre la hauteur de mouillage et les caractéristiques de la bulle

Pour établir une relation entre la dynamique de croissance des bulles et le mouillage des parois par dépôt de film et projection de gouttelettes, l'analyse est dans un premier temps focalisée sur l'instant précédant la rupture de l'interface $t_{rupture}$. À cet instant, deux paramètres en particulier sont considérés : la surface apparente de la bulle S et sa vitesse d'expansion $\frac{dS}{dt}$. Un exemple de l'évolution de ces deux caractéristiques durant la croissance de la bulle est tracé sur la figure 5.5. Les valeurs de S et $\frac{dS}{dt}$ à $t_{rupture}$ – correspondant aux valeurs maximales dans les deux cas – seront désignées respectivement par $S_{rupture}$ et $v_{rupture}^{exp}$.

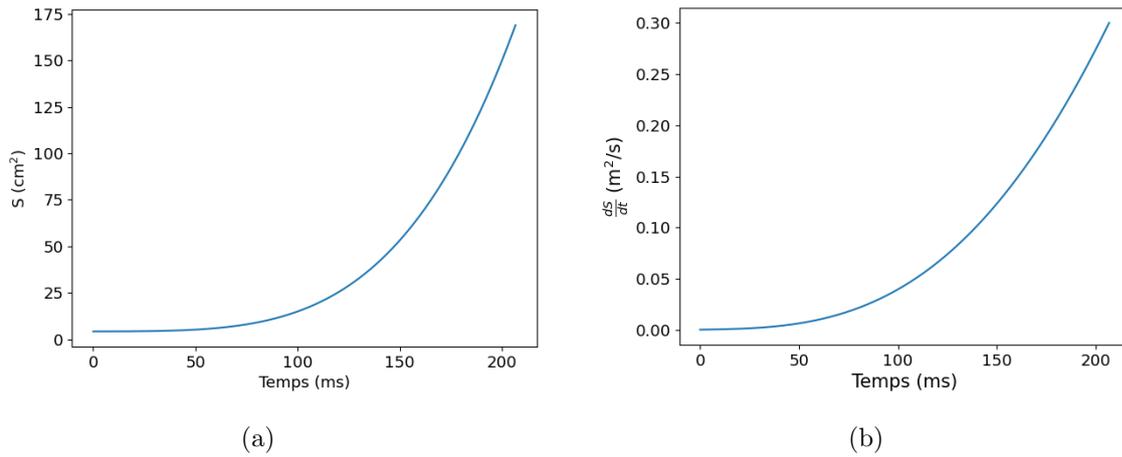


FIGURE 5.5 – Exemple de courbes d'évolution (a) de la taille et (b) de la vitesse d'expansion de la bulle

($e = 6$ mm ; $T_L = 24,3$ °C ; $P_v^\infty = 12,7$ mbar)

La figure 5.6 montre l'évolution de Δh_m^{max} en fonction respectivement de $S_{rupture}$ (figure 5.6a) et de $v_{rupture}^{exp}$ (figure 5.6b) pour tous les points expérimentaux obtenus et traités pour une épaisseur de canal de 4 et 6 mm.

Sur les deux figures 5.6a et 5.6b, malgré une variété importante des conditions opératoires et de dynamique de croissance de bulles¹, une tendance générale peut-être observée : plus une bulle a une taille et une vitesse d'expansion importantes, plus la hauteur de mouillage

1. Sauf mention contraire, les résultats présentés dans toute cette partie correspondent aux vidéos enregistrées lors de la campagne expérimentale définie par un plan d'expériences, présentée partie 3.1, pour des épaisseurs de canal de 4 et 6 mm

5.2. ANALYSE DES BULLES À L'INSTANT DE LA RUPTURE

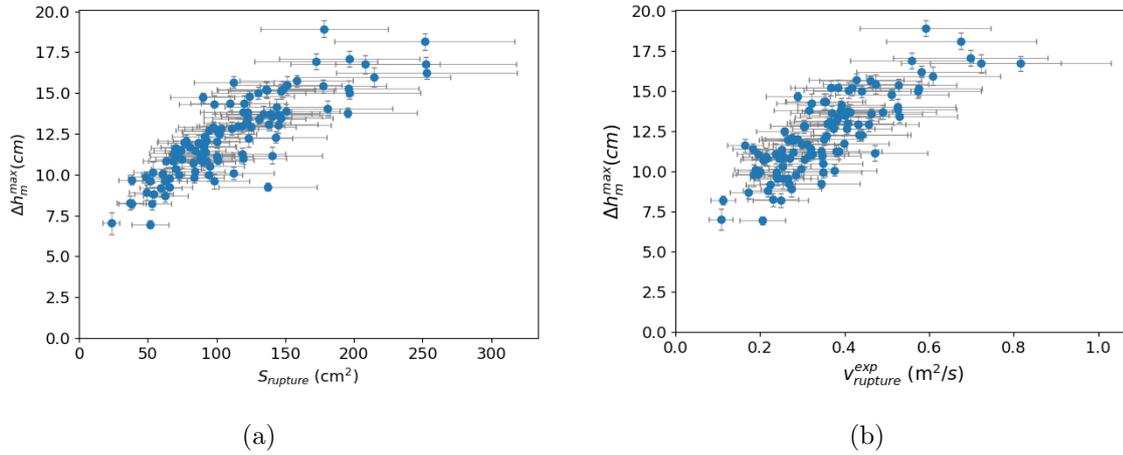


FIGURE 5.6 – Hauteur de mouillage maximale en fonction (a) de la taille et (b) de la vitesse d'expansion de la bulle, à $t_{rupture}$

maximale semble élevée. Ainsi, dans un contexte d'amélioration des échanges thermiques [58], il semble préférable que le film liquide soit généré par croissance et éclatement de bulles de grande taille ou dont la croissance est rapide. Or, ces deux conditions sont également corrélées : la figure 5.7 montre la vitesse d'expansion maximale en fonction de la surface apparente maximale. Les bulles de taille maximale sont en effet associées aux bulles dont la croissance est la plus rapide au moment de la rupture.

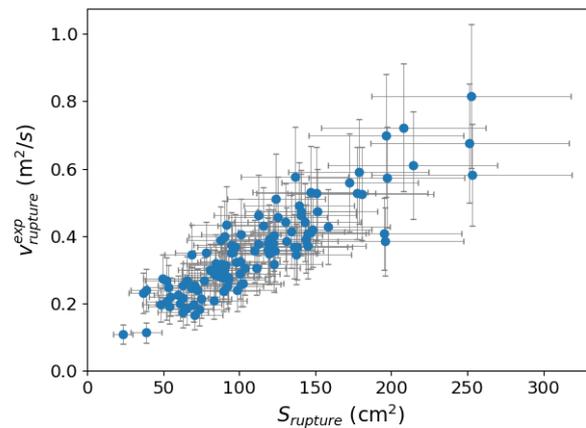


FIGURE 5.7 – Évolution de la surface apparente des bulles en fonction de leur vitesse d'expansion à $t_{rupture}$

Enfin, la figure 5.8 représente l'évolution de Δh_m^{max} en fonction de Δh_0 . Il semblerait que les hauteurs de mouillage supérieures à 15 cm soient obtenues pour des profondeurs

initiales supérieures à 2 cm. Il est cependant à noter que la plus faible valeur de Δh_m^{max} est également observée lorsque Δh_0 est supérieur à 2 cm : pour une profondeur initiale d'environ 2,2 cm, la hauteur de mouillage correspondante est d'environ 6 cm. De plus, une dispersion importante peut être observée. Par exemple, une profondeur initiale d'environ 3 cm peut être associée à des hauteurs de mouillage comprises entre 9 et 17 cm environ. Ces fortes disparités pourraient être dues aux incertitudes du programme de traitement d'images pouvant difficilement être quantifiées. Par exemple, dans certains cas, la surface libre n'est pas tout à fait plane lors de l'apparition d'une bulle : la mesure automatique de la hauteur de liquide peut donc être surestimée ou sous-estimée, altérant la valeur de la hauteur de mouillage et de la distance initiale bulle/surface libre. Malgré cette forte dispersion, une tendance générale peut être observée sur la figure : statistiquement, la hauteur de mouillage semble croître avec la profondeur initiale.

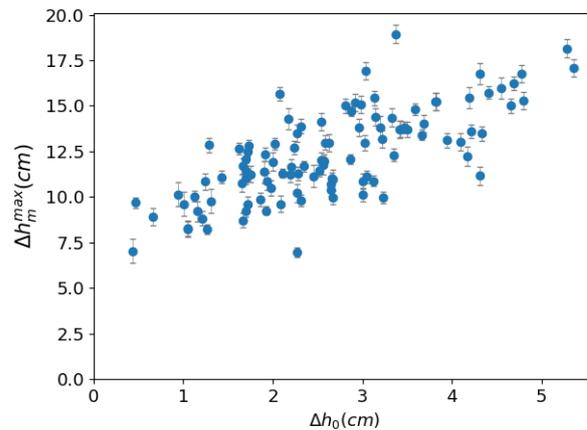


FIGURE 5.8 – Influence de la profondeur initiale sur la hauteur de mouillage

La présente étude ne permet donc pas de conclure à un impact clair de Δh_0 sur le mouillage des parois, en raison du caractère aléatoire et non contrôlé de l'apparition des bulles. Afin d'étudier plus précisément ce potentiel impact, le dispositif proposé en conclusion du chapitre 3, présentant un site de nucléation artificiel localisé et unique permettant de maîtriser sa distance à la surface libre par variation de la hauteur de liquide, pourrait certainement présenter un intérêt pour de futurs travaux, permettant une étude systématique de l'influence de Δh_0 sur le mouillage.

5.2.1.2 Discussion

L'impact de la surface et de la vitesse d'expansion de la bulle sur la hauteur de mouillage observée dans la section précédente (5.2.1.1) pourrait s'expliquer par différents phénomènes. Deux tentatives d'explications sont proposées ici.

Dépôt de liquide lors de la croissance. Lorsqu'une bulle croît, la surface libre est repoussée, se déforme et s'élève. Pour estimer l'ampleur de la déformation, la grandeur Δh_{SL} est introduite, représentant le gain d'altitude total de la surface libre (équation 5.2) :

$$\Delta h_{SL}^{max} = h_{SL}(t_{rupture}) - h_{SL}(t_0) \quad (5.2)$$

où h_{SL} est la hauteur de la surface libre et t_0 l'instant initial de la croissance. Sur la figure 5.9, une tendance peut être observée entre cette grandeur et la surface apparente de la bulle à $t_{rupture}$: le déplacement vertical maximal de la surface libre est plus important pour des bulles de grandes tailles. Ainsi, une bulle de grande taille induira une déformation de la surface libre plus importante que dans le cas d'une bulle de plus petite taille.

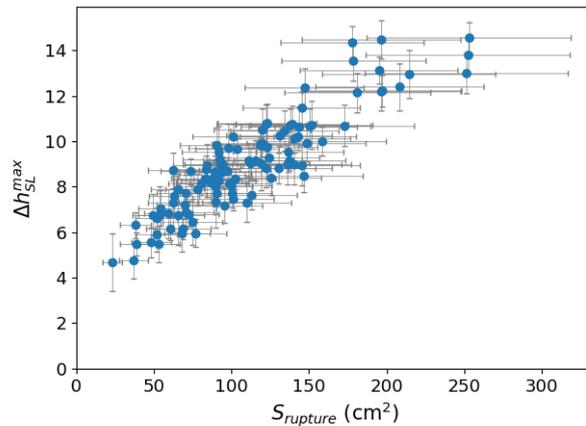


FIGURE 5.9 – Évolution du gain d'altitude de la surface libre en fonction de la taille de la bulle à $t_{rupture}$

D'autre part, lors de sa croissance, la bulle entraîne avec elle un film liquide compris entre son interface et les parois, et ceci de sa base jusqu'à son sommet. Ainsi, plus la taille finale d'une bulle est grande, plus la surface libre gagne en altitude au cours de la croissance, et

plus la distance de transport du liquide compris entre la bulle et les parois est importante, maximisant, par là même, la surface de film liquide présent sur les parois en fin de croissance.

Énergie cinétique. Le rôle de la vitesse d'expansion de la bulle pourrait être compris de la manière suivante : l'interface de la bulle accumule d'autant plus d'énergie cinétique que sa vitesse est élevée, cette dernière étant liée à la vitesse d'expansion. Lors de sa rupture, l'interface se disperse en de nombreuses gouttelettes, projetées vers le haut jusqu'à une certaine altitude. La hauteur de projection pourrait donc dépendre de la quantité d'énergie cinétique emmagasinée par l'interface : cette énergie serait en partie transférée aux gouttelettes. Leur altitude finale serait ainsi d'autant plus élevée que la quantité d'énergie accumulée serait grande. La hauteur de mouillage verrait donc son accroissement dépendre de la vitesse d'expansion, par le biais de la projection des gouttelettes.

5.2.2 Forces et nombres sans dimension

Pendant la croissance d'une bulle, ses caractéristiques comme sa taille, sa vitesse ou sa forme, sont déterminées par la prédominance de certaines forces par rapport à d'autres. Cette prédominance peut être évaluée par le biais de nombres adimensionnels, utilisés dans cette partie afin d'estimer l'importance relative des forces suivantes : la tension superficielle, la viscosité, la flottabilité et les forces inertielles. Une première approche réside dans l'utilisation des nombres dans leur formulation la plus répandue, après avoir sélectionné les grandeurs caractéristiques jugées pertinentes. Cette analyse préliminaire, bien que teintée d'un brin de naïveté, permet de poser un premier regard sur les forces en présence à l'instant de la rupture de l'interface.

5.2.2.1 Définition des nombres usuellement utilisés

L'impact des forces inertielles, de tension de surface, de viscosité et de flottabilité sur la hauteur de mouillage est évalué. Cinq nombres permettent d'identifier l'importance relative de chacune de ces forces par rapport aux autres : le nombre de Weber (We), le nombre de Bond (Bo), le nombre de Froude (Fr) et le nombre d'Ohnesorge (Oh). Dans ce paragraphe, L désigne une longueur caractéristique et U une vitesse caractéristique. Les différents nombres

utilisés sont énumérés et leur utilisation usuelle est précisée.

Nombre de Weber (We) Le nombre de Weber compare les forces inertielles et la tension de surface et s'exprime ainsi (équation 5.3) :

$$We = \frac{\rho U^2 L}{\sigma} \sim \frac{\text{forces inertielles}}{\text{tension de surface}} \quad (5.3)$$

où ρ est la masse volumique du fluide considéré et σ sa tension de surface. Ce nombre est communément utilisé lors de l'étude des phénomènes interfaciaux pouvant être observés sur les gouttes ou les bulles. Dans la littérature, la masse volumique considérée est généralement celle du liquide (dans le cas des gouttes [104], [105] comme des bulles [106], [107]).

Nombre de Reynolds (Re) Le nombre de Reynolds permet de mesurer la prédominance relative des forces d'inertie et de frottement visqueux lors de l'écoulement d'un fluide. Exprimé par l'équation 5.4 (μ désignant la viscosité du fluide), il est généralement utilisé pour la caractérisation d'un régime d'écoulement dans une canalisation. Cependant, le choix de grandeurs caractéristiques adéquates peut permettre une utilisation de ce nombre dans l'étude de comportement de bulles et gouttes (par exemple, [106], [107]).

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} \sim \frac{\text{forces inertielles}}{\text{frottements visqueux}} \quad (5.4)$$

Nombre de Bond (Bo) Le nombre de Bond évalue la compétition entre les forces de gravité (ou de flottabilité) et de tension de surface (équation 5.5, où g est l'accélération de la pesanteur et $\Delta\rho$ la différence de masses volumiques entre les deux fluides considérés). Un des exemples les plus répandus est celui de l'étude d'une goutte immobile sur un plan horizontal : la forme de la goutte est régie par l'équilibre de ces deux forces et peut donc être caractérisée par le nombre de Bond seul (à la différence du cas présent, hors équilibre et dont le bilan présente plusieurs autres forces).

$$Bo = \frac{g\Delta\rho L^2}{\sigma} \sim \frac{\text{forces de gravité}}{\text{tension de surface}} \quad (5.5)$$

Nombre de Froude (Fr) Le nombre de Froude (équation 5.6), rapport des nombres de Weber et Bond, évalue la prépondérance des forces inertielles et de gravité² :

$$Fr = \sqrt{\frac{We}{Bo}} \sim \frac{U}{\sqrt{gL}} \sim \frac{\text{forces inertielles}}{\text{forces de gravité}} \quad (5.6)$$

De même que les nombres précédemment cités, ce nombre est très répandu et les domaines de son application sont multiples. Dans un contexte similaire à celui de la présente étude, Fr peut être utilisé pour l'étude des phénomènes d'interaction entre une bulle et une surface libre, précédant la génération de pics à la surface libre [68].

Nombre d'Ohnesorge (Oh) Le nombre d'Ohnesorge (équation 5.7) représente le rapport entre les frottements visqueux et la tension de surface. Il est généralement utilisé lors de la description de la formation ou l'éjection de gouttelettes après la fragmentation d'une interface [108], [109]. Lorsque sa valeur est faible (i.e. $Oh \ll 1$), la diffusion par viscosité est négligeable devant la tension de surface, permettant ainsi la formation de gouttelettes.

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho\sigma L}} \sim \frac{\text{viscosité}}{\text{tension de surface}} \quad (5.7)$$

5.2.2.2 Grandeurs caractéristiques

Les grandeurs utilisées dans la définition des nombres sans dimension occupent une grande place dans l'interprétation de ces derniers : leur sélection n'est donc pas triviale. Cependant, afin d'avoir une première approximation des rapports de forces en présence lors de l'éclatement de la bulle, les grandeurs caractéristiques suivantes sont choisies :

- L : La longueur caractéristique utilisée est le rayon équivalent de la bulle (défini comme le rayon du disque de même aire que la bulle, partie 2.3) à $t_{rupture}$, noté R_{max}^{eq}
- U : La vitesse caractéristique choisie correspond à la vitesse du sommet de la bulle à $t_{rupture}$, notée v_{max}^+ . Cette grandeur évalue la vitesse de la bulle en un point particulier, contrairement à la vitesse d'expansion v^{exp} , exprimant une vitesse surfacique.

². Il a été supposé ici que $\Delta\rho = \rho_L - \rho_V$ où ρ_V est la masse volumique de la vapeur. Dans ce cas, le rapport $\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_V}$ peut être estimé à 1 dans la mesure où $\rho_L \gg \rho_V$

La vitesse v^+ représentant une vitesse verticale, elle semble plus adaptée à l'étude de l'altitude de projection des gouttelettes et du dépôt de film sur la paroi. De plus, la dimension de cette vitesse (m/s) facilite son utilisation dans les nombres adimensionnels par rapport à la dimension de la vitesse d'expansion v^{exp} (m^2/s).

La valeur de ces grandeurs caractéristiques est évaluée à l'instant $t_{rupture}$, l'analyse étant ici focalisée sur cet instant afin d'évaluer l'impact des rapports de forces sous-jacents sur la hauteur de mouillage Δh_m^{max} . Elles permettent ainsi d'établir l'expression des nombres adimensionnels définis plus haut (équations 5.8 à 5.12).

$$We = \frac{\rho L v_{max}^{+2} R_{max}^{eq}}{\sigma} \quad (5.8)$$

$$Re = \frac{\rho L v_{max}^+ R_{max}^{eq}}{\mu L} \quad (5.9)$$

$$Bo = \frac{g \Delta \rho R_{max}^{eq2}}{\sigma} \quad (5.10)$$

$$Fr = \sqrt{\frac{We}{Bo}} \sim \frac{v_{max}^+}{\sqrt{g R_{max}^{eq}}} \quad (5.11)$$

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu L}{\sqrt{\rho L \sigma R_{max}^{eq}}} \quad (5.12)$$

Les ordres de grandeur de chacun des nombres sont renseignés dans le tableau 5.1, ainsi que leur incertitudes respectives. Le nombre de Reynolds, qui compare l'influence des forces inertielles à celle de la viscosité, est de l'ordre de 10^5 . Les frottements visqueux semblent donc avoir une influence négligeable sur la dynamique de la bulle à l'instant précédant la rupture. De même, l'inertie semble prédominer par rapport à la tension de surface : le nombre de Weber est de l'ordre de 10^3 à 10^4 . La tension de surface semble également avoir une influence négligeable vis à vis de la flottabilité puisque le nombre de Bond est de l'ordre de 10^2 à 10^3 . Ainsi, les forces gouvernant la dynamique de la bulle avant la rupture de son interface semblent être la flottabilité et l'inertie liquide. Le nombre de Froude, qui compare ces deux forces, est de l'ordre de 1 : elles semblent ainsi avoir une influence comparable sur la bulle. Enfin, le nombre d'Ohnesorge est de l'ordre de 10^{-4} : la viscosité semble négligeable par rapport à la tension de surface.

TABLE 5.1 – Nombres adimensionnels considérés

Nombre	Ordre de grandeur	Incertitude relative
Reynolds (Re)	$\sim 10^5$	26%
Weber (We)	$\sim 10^3 - 10^4$	26%
Bond (Bo)	$\sim 10^2 - 10^3$	37%
Froude (Fr)	~ 1	26%
Ohnesorge (Oh)	$\sim 10^{-4}$	26%

5.2.2.3 Impact sur le mouillage

Les nombres sans dimension déterminés précédemment donnent une première approximation des forces régissant la croissance de la bulle dans ses derniers instants. Il est ainsi rendu possible d'évaluer l'influence de cette dynamique finale sur la hauteur de mouillage : la figure 5.10 trace Δh_m^{max} en fonction des différents nombres sans dimension, différenciant les épaisseurs de canal de 4 mm et 6 mm. Afin de ne pas alourdir les figures, les incertitudes ne sont pas représentées.

Généralement, la hauteur de mouillage Δh_m^{max} semble corrélée à la majorité des nombres considérés, à l'exception du nombre de Froude (figure 5.10d). Les valeurs de Δh_m élevées semblent associées à des valeurs de We, Re et Bo élevées, ainsi qu'à des valeurs de Oh basses.

5.2.2.4 Interprétation et discussion

Les nombres sans dimension ainsi définis permettent de poser un premier regard sur la prédominance de certaines forces par rapport aux autres, ainsi que l'impact de cette prédominance sur le mouillage des parois. Cependant, il convient de garder à l'esprit que les interprétations proposées ici dépendent de la définition simpliste de ces nombres, au regard du phénomènes physiques complexes qui régissent cette présente étude. La confirmation (ou la contradiction) des hypothèses formulées ci-après nécessiterait une analyse poussée de la dynamique de rupture de l'interface menant à l'étalement du liquide et la projection des gouttelettes.

Dans l'interprétation des résultats, le système considéré est constitué de l'interface de la bulle et de la vapeur qu'elle contient. Son mouvement au sein du liquide environnant serait alors régi par les forces comparées au moyen des nombres sans dimension.

5.2. ANALYSE DES BULLES À L'INSTANT DE LA RUPTURE

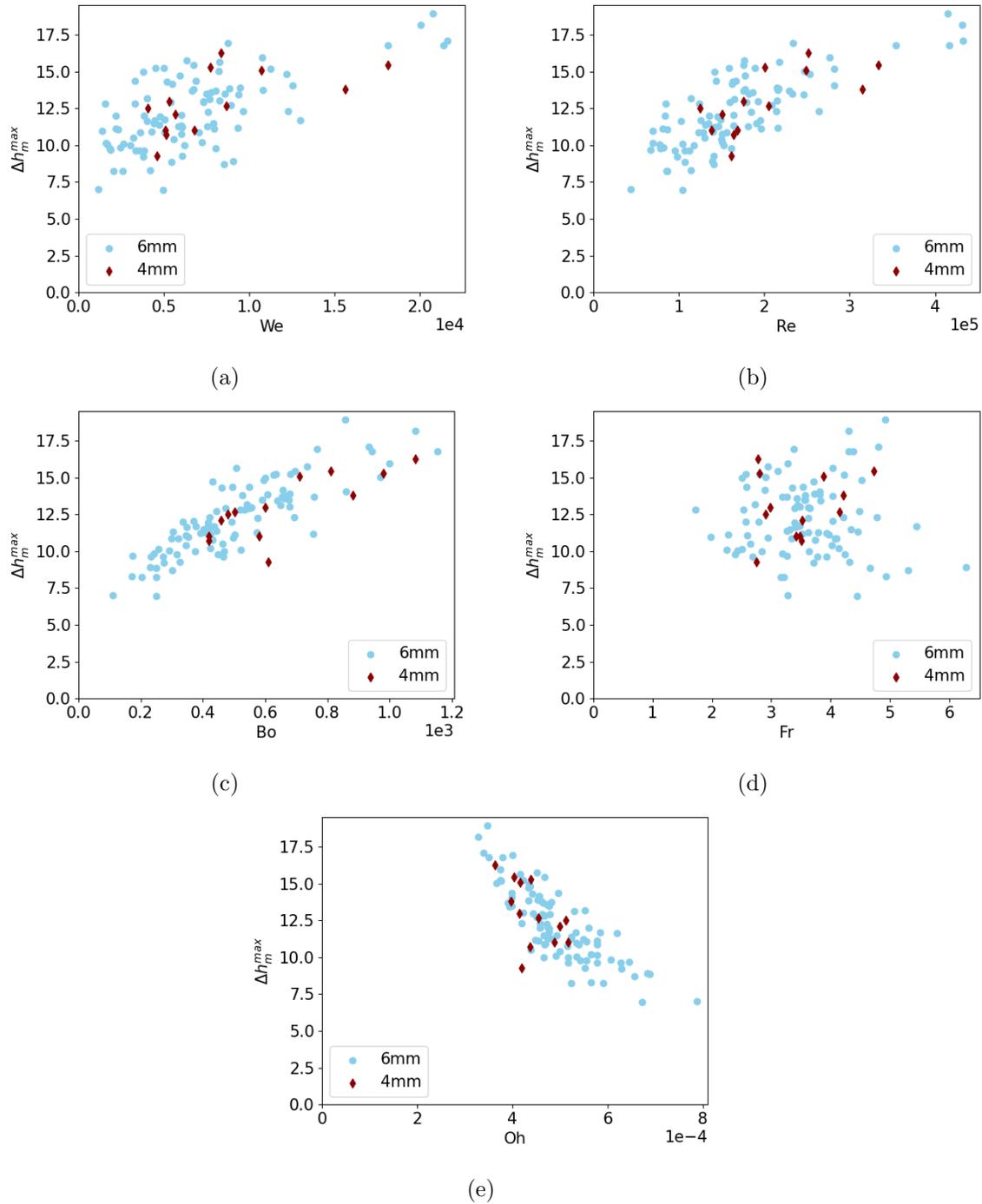


FIGURE 5.10 – Influence sur la hauteur de mouillage des nombres sans dimension :
 (a) We, (b) Re, (c) Bo, (d) Fr, (e) Oh

La figure 5.10b trace la hauteur de mouillage en fonction du nombre de Reynolds, qui compare les forces d'inertie à la dissipation par frottements visqueux. Du fait des valeurs de Re ($\sim 10^5$), l'inertie liquide est dominante par rapport à la viscosité dans tous les cas. Cependant, il semble que la hauteur de mouillage dépende de l'amplitude de cette prépondérance : il semble en effet qu'à l'instant de la rupture, une augmentation du nombre de Reynolds, et donc de l'énergie cinétique (la viscosité étant négligeable) soit statistiquement associée à une augmentation de la hauteur de mouillage.

Lorsque la bulle croît, son interface accumule de l'énergie cinétique. Plus le nombre de Reynolds est important, plus cette accumulation est importante. Or, puisque l'interface entraîne dans son mouvement les minces films liquides piégés entre la bulle et les parois, elle transfère de l'énergie cinétique à ces derniers pendant la croissance de la bulle. Après la rupture de l'interface (probablement provoquée par des forces locales d'origine mécanique et/ou thermique), l'énergie cinétique accumulée par les films liquides leur permettrait alors de poursuivre leur ascension pendant un temps plus long, augmentant ainsi la hauteur de mouillage.

Sur la figure 5.10e, la corrélation observée entre le nombre d'Ohnesorge et la hauteur de mouillage signifie que plus la tension de surface est prédominante par rapport à la viscosité, moins la hauteur de mouillage est importante. L'augmentation de la surface de la bulle et le déplacement de la surface libre nécessiterait donc plus d'énergie que la compensation des frottements visqueux. Cette dissipation d'énergie due à la tension de surface reste toutefois négligeable par rapport à la quantité d'énergie cinétique accumulée par le liquide : le nombre de Weber est de l'ordre de 10^4 (figure 5.10a). D'après la figure, il semble que plus l'inertie liquide prédomine par rapport à la tension de surface, plus la hauteur de mouillage est importante. Cette observation peut mener à la proposition suivante : la quantité d'énergie cinétique résiduelle de l'interface est d'autant plus grande que la quantité d'énergie dissipée pour augmenter la surface de la bulle et déformer la surface libre est comparativement faible. Cette énergie cinétique permettrait à une partie de l'interface de poursuivre son ascension après la rupture, prolongeant l'étalement du liquide sur les parois et augmentant la hauteur de mouillage. Par ailleurs, une partie de l'énergie cinétique résiduelle pourrait être transmise aux gouttelettes projetées après l'éclatement de la bulle, participant également à l'augmentation

de la hauteur de mouillage.

Enfin, comme précisé en introduction de ce chapitre, la flottabilité joue également un rôle important dans la dynamique de la bulle avant la rupture de l'interface : cette force est du même ordre que l'inertie liquide ($Fr \sim 1$). D'après la corrélation observée entre Bo et Δh_m sur la figure 5.10c, la hauteur de mouillage est d'autant plus grande que la prédominance de la flottabilité sur la tension de surface est importante. À $t_{rupture}$, l'interface de la bulle est en contact avec la surface libre, qui exerce une force qui s'oppose à son mouvement au niveau de la surface de contact. En effet, la surface libre ayant subi une courbure suite à la croissance de la bulle, la tension de surface tend à l'aplanir afin de minimiser son aire. La présence de la bulle empêchant cet aplanissement, son interface subit une pression localisée à la surface de contact. On peut alors supposer que la flottabilité, parallèlement à l'inertie, participe à surmonter cette force (puisque $Bo \gg 1$ et $We \gg 1$), permettant à la bulle d'accroître sa surface et déformer la surface libre jusqu'à la rupture. Ainsi, plus Bo est grand à $t_{rupture}$, plus la flottabilité (et l'inertie, les deux forces étant de même ordre) contribuerait à la déformation de la surface libre, favorisant alors le dépôt de liquide sur les parois et maximisant la hauteur de mouillage.

La dominance forte de l'inertie et de la flottabilité par rapport à la tension de surface et la viscosité au moment de la rupture peut fournir une première interprétation de cette dernière : l'énergie nécessaire pour briser les liaisons moléculaires maintenant l'interface intacte est largement surpassée par l'énergie produite par le travail des forces d'inertie et de flottabilité, dont la dissipation par frottements visqueux est négligeable. Cependant, cette proposition émet l'hypothèse que le phénomène de rupture est régi par les lois de la mécanique. À l'échelle de la surface libre, les interactions moléculaires, peuvent également jouer un rôle très important. Il serait donc nécessaire de réaliser une étude poussée de la rupture de l'interface afin de valider ou non cette interprétation et connaître plus en détail les phénomènes menant à l'éclatement de la bulle.

La figure 5.11 rassemble les nombres de We , Bo et Fr dans une carte, dans laquelle We est représenté en abscisse et Bo en ordonnée. Cette carte permet de distinguer visuellement les zones de prédominance des trois forces comparées par ces trois nombres. Ainsi, lorsque $We \ll 1$ et $Bo \ll 1$, la tension prédomine sur l'inertie et la flottabilité. Si $We \ll 1$, $Bo \gg 1$,

alors $Fr \ll 1$ et la flottabilité est dominante par rapport à la tension de surface et de l'inertie. Enfin, le cas $We \gg 1$, $Bo \ll 1$ (et donc $Fr \gg 1$), les forces inertielles surpassent les deux autres. Les droites délimitant chaque zone de prédominance correspondent à l'équivalence des deux forces concernées.

L'ensemble des points expérimentaux de la campagne 1 et pour des épaisseurs de confinement de 4 et 6 mm figure dans cette carte. Comme observé précédemment, tous les points se situent dans la zone de prédominance de l'inertie, proche de la droite $Fr = 1$: l'inertie et la flottabilité sont équivalentes et dominant la tension de surface.

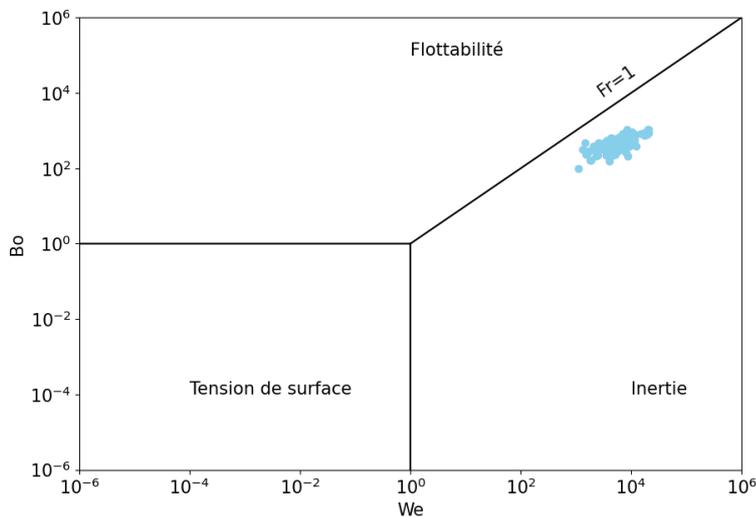


FIGURE 5.11 – Bo en fonction de We

Carte des zones de prédominance des forces de flottabilité, d'inertie et de tension de surface

5.2.2.5 Application possible : dimensionnement d'échangeurs

Au delà de fournir une première approximation de la physique régissant la dynamique de la bulle à l'instant de la rupture et de son impact sur la hauteur de mouillage, les nombres sans dimension utilisés ici (en particulier le nombre d'Ohnesorge, dont la corrélation avec la hauteur de mouillage est particulièrement marquée) pourraient devenir un outil pour le dimensionnement des évaporateurs à plaques lisses fonctionnant avec de l'eau, la hauteur de mouillage étant liée à la production frigorifique [58].

5.3 Digitation et mouillage : étude préliminaire

Le phénomène de digitation, décrit au chapitre 3 et analysé au chapitre 4, pourrait avoir une influence sur la hauteur de mouillage et la formation du film liquide. Cette partie a pour objectif de caractériser cet éventuel impact, s'appuyant sur les résultats des deux campagnes expérimentales introduites précédemment (l'une définie par un plan d'expériences et décrite dans la partie 3.1, la seconde décrite dans la partie 4.1.1). Le phénomène n'apparaissant que lorsque l'épaisseur de canal vaut 2 mm, les autres configurations (4 et 6 mm) ne seront pas considérées ici.

5.3.1 Dynamique de mouillage

Lorsque le phénomène de digitation est observé, la rupture de l'interface et le mouillage des parois suivent une dynamique particulière. La figure 5.12 montre une séquence d'image, illustrant un exemple d'évolution d'une bulle après la rupture de son interface. Cette bulle a été observée lors de la seconde campagne expérimentale, présentée partie 4.1.1, dans les conditions suivantes : $e = 2$ mm ; $P_v^\infty = 10$ mbar ; $T_L = 22^\circ C$; $H_L = 13$ cm.

Dans cet exemple, à $t_{rupture}$ (figure 5.12³), une partie de la bulle rompt son interface, entre deux des filaments de liquide formés lors de la croissance de la bulle et du développement de la digitation. Plusieurs ruptures similaires s'ensuivent, jusqu'à la désolidarisation des filaments liquides, poursuivant alors indépendamment leur ascension entamée lors de l'expansion de la bulle. Sur la figure, trois de ces filaments sont numérotés et identifiés, afin de faciliter leur suivi lors de la lecture de la séquence d'images. Pendant leur ascension, les filaments subissent des déformations diverses. Plusieurs situations peuvent être observées par la suite :

- Un filament de liquide peut se fragmenter en plusieurs morceaux (comme le filament numéro 3 sur la figure 5.12, séparé en deux entre $t_{rupture} + 68,3$ ms et $t_{rupture} + 84,7$ ms). Ces morceaux se comportent ensuite comme des filaments indépendants
- Deux filaments peuvent coalescer pour résulter en un seul filament, se comportant également comme un filament indépendant par la suite
- Un filament peut se désagréger et disparaître, probablement par dépôt du liquide le

3. Les capteurs visibles sur ces images ont été utilisés dans un contexte différent de la présente étude et ne sont pas considérés ici

composant sur les parois du canal et vaporisation partielle.

Il peut être supposé que ces filaments déposent une petite quantité de liquide sur les parois du canal pendant leur mouvement, participant au mouillage de ces dernières.

Dans le même temps, la surface libre nouvellement créée poursuit le mouvement engagé lors de l'expansion de la bulle, jusqu'à ce que ses extrémités entrent en contact avec les parois latérales du canal ($t_{rupture} + 68,3$ ms). L'apparition d'une nouvelle bulle peut ensuite être observée à $t_{rupture} + 84,7$ ms, sous la base de la bulle éclatée.

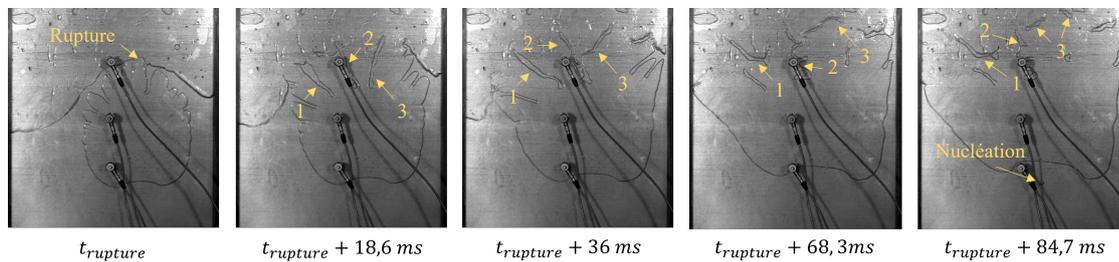


FIGURE 5.12 – Exemple d'évolution de trois fragments de liquide (1, 2 et 3) après rupture de l'interface lors du phénomène de digitation ($e = 2$ mm ; $P_v^\infty = 10$ mbar ; $T_L = 22^\circ C$; $H_L = 13$ cm)

Les bulles étudiées dans cette thèse correspondent aux bulles initiatrices du régime R2 décrit dans [33] : le comportement d'ébullition qui s'ensuit est fortement chaotique. L'apparition d'une nouvelle bulle intervenant peu de temps après la rupture de la précédente, certains filaments n'ont pas disposé de suffisamment de temps pour chuter et rejoindre le volume de liquide environnant la nouvelle bulle. La croissance de cette dernière étant très rapide, son interface atteint rapidement l'altitude des filaments. La dynamique de cette nouvelle bulle est alors altérée par l'interaction avec les filaments et devient très complexe.

5.3.2 Hauteur de mouillage : adaptation de la mesure

Afin de caractériser le mouillage dans le cas de l'apparition du phénomène de digitation, il sera considéré dans cette partie que la hauteur de mouillage associée à une bulle correspond à l'altitude maximale atteinte par le plus haut des filaments générés par la bulle, entre la rupture de l'interface et la croissance d'une nouvelle bulle. Sur la figure 5.12, le filament créé par la bulle ayant atteint la plus haute altitude est le filament numéro 3 (les gouttes observables au dessus de ce filament, piégées entre les parois, proviennent de crises d'ébullition précédentes).

La figure 5.13 illustre la mesure de la hauteur de ce filament (reprenant la dernière image de la figure 5.12, $t_{rupture} + 84,7$ ms) : la hauteur de mouillage correspond à la distance entre le filament 3 et la hauteur de liquide initiale.

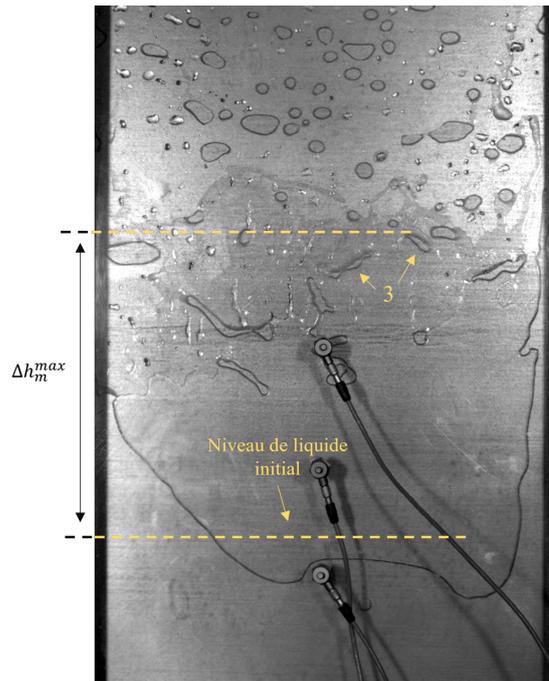


FIGURE 5.13 – Mesure de la hauteur de mouillage Δh_m^{max}
 ($e = 2$ mm ; $P_v^\infty = 10$ mbar ; $T_L = 22^\circ C$; $H_L = 13$ cm)

La mesure de cette hauteur de mouillage est alors difficile à réaliser automatiquement. Elle a donc été réalisée manuellement, pour chaque vidéo, à l'aide du logiciel ImageJ.

5.3.3 Étude paramétrique de l'impact de la digitation sur la hauteur de mouillage

Cette partie s'attache à évaluer le potentiel impact des perturbations d'interface que sont les dendrites sur le mouillage des parois, quantifié par la hauteur de mouillage. La majorité des grandeurs utilisées dans cette partie ayant été mesurées à l'aide du logiciel imageJ, leurs incertitudes sont très faibles (moins de 3%), elles ne sont donc généralement pas représentées sur les figures.

5.3.3.1 profondeur initiale

Dans un premier temps, la figure 5.14 trace la hauteur de mouillage Δh_m en fonction de la profondeur initiale Δh_0 , utilisant les résultats des deux campagnes expérimentales décrites dans cette thèse pour une épaisseur de canal de 2 mm (toutes conditions confondues), différenciant les phénomènes (digitation, oscillations sans digitation, rupture régulière). Il peut être noté que la figure 5.14 semble présenter une tendance plus marquée et une dispersion moins importante que lors de l'étude des épaisseurs de 4 et 6 mm (figure 5.8). Sur la figure, indépendamment des conditions opératoires et des phénomènes observés, la proposition suivante semble appropriée dans la majorité des cas : plus la croissance débute loin de la surface libre, plus la hauteur de mouillage après éclatement est importante.

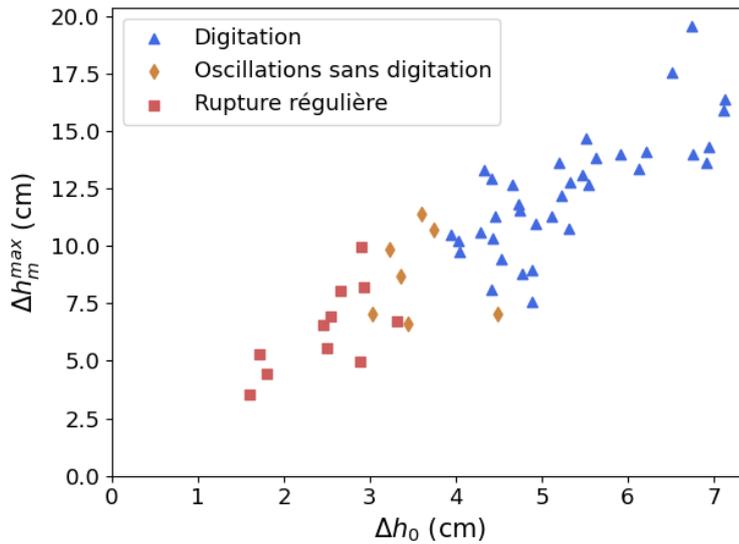


FIGURE 5.14 – Influence de la profondeur initiale sur la hauteur de mouillage
 Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2$ mm ; $P_v^\infty \in [7, 7 \text{ mbar} ; 30 \text{ mbar}]$;
 $T_L \in [12^\circ\text{C} ; 35^\circ\text{C}]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$

La tendance générale ne semble pas dépendre de la nature des phénomènes observés lors de la croissance des bulles : qu'il s'agisse d'une rupture régulière ou avec digitation, l'évolution générale de Δh_m^{max} en fonction de Δh_0 semble similaire pour les trois phénomènes observés. La hauteur de mouillage dépend donc de la profondeur initiale de la même manière : l'apparition ou non de digitation ne semble pas altérer cette relation.

La valeur de Δh_m varie néanmoins selon le phénomène observé. En effet, les cas de rupture régulière correspondent aux valeurs de Δh_m les plus faibles (de 4,5 cm à 10 cm environ), tandis que les cas de digitation correspondent à ses valeurs maximales (de 10 cm à 20 cm environ).

5.3.3.2 Caractéristiques des bulles dendritiques

Afin de caractériser les bulles dendritiques et quantifier leur impact sur le mouillage, plusieurs de leurs caractéristiques sont mesurées avec imageJ :

- La distance entre le sommet de la bulle et le sommet de la surface libre à l'instant d'apparition des perturbations $t_{perturbation}$. Cette distance, notée $\Delta h_{perturbation}$ et illustrée sur la figure 5.15, permet de quantifier partiellement le volume de liquide présent au-dessus de la bulle lorsque la perturbation apparaît
- Le temps normalisé de première apparition d'une perturbation $t_{perturbation}^*$ (équation 5.13)
- La surface de la bulle à $t_{perturbation}$ et à $t_{rupture}$, notée $S_{perturbation}$, ainsi que la surface normalisée $S_{perturbation}^*$ (équation 5.14).

$$t_{perturbation}^* = \frac{t_{perturbation}}{t_{rupture}} \quad (5.13)$$

$$S_{perturbation}^* = \frac{S_{perturbation}}{S_{rupture}} \quad (5.14)$$

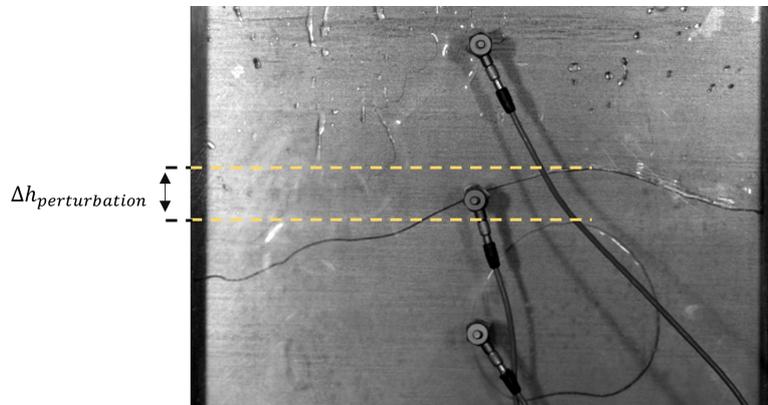


FIGURE 5.15 – Mesure de la distance $\Delta h_{perturbation}$ à $t = t_{perturbation}$
($e = 2 \text{ mm}$; $P_v^\infty = 10 \text{ mbar}$; $T_L = 22^\circ\text{C}$; $H_L = 13 \text{ cm}$)

La figure 5.16 présente l'évolution de la hauteur de mouillage en fonction de l'instant normalisé d'apparition de la digitation $t_{perturbation}^*$. Sur la figure, un même instant d'apparition de la perturbation (par exemple 0,75 environ) peut être associé à une variété importante de hauteurs de mouillage (entre 6 et 16 cm environ), indiquant une dispersion importante. Une tendance générale décroissante peut néanmoins être observée : plus le phénomène émerge à un stade tardif de la croissance, moins la hauteur de mouillage est élevée.

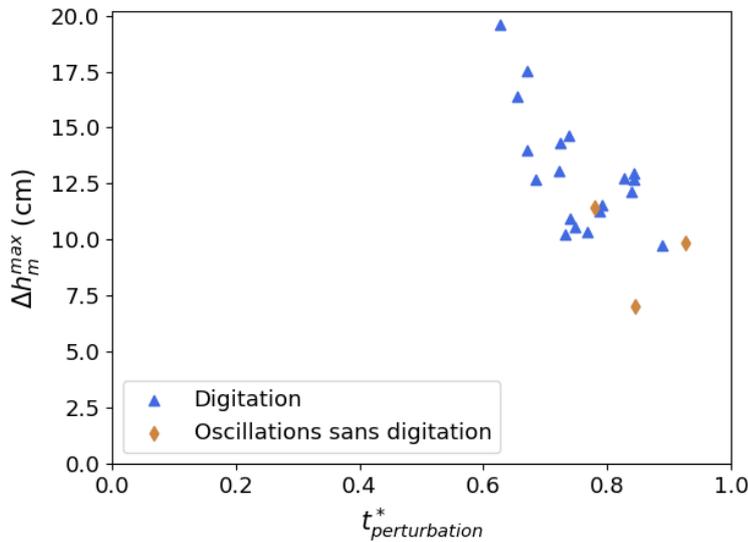


FIGURE 5.16 – Influence de l'instant d'apparition du phénomène de digitation (sans dimension) sur la hauteur de mouillage
 Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2$ mm ; $P_v^\infty \in [7, 7 \text{ mbar} ; 30 \text{ mbar}]$;
 $T_L \in [12^\circ\text{C} ; 35^\circ\text{C}]$; $H_L \in [10 \text{ cm} ; 25 \text{ cm}]$

Cette relation peut être expliquée de la manière suivante :

- Le paramètre $t_{perturbation}^*$ semble lié à $\Delta h_{perturbation}$: la figure 5.17a montre une corrélation entre ces deux paramètres lorsque la digitation est observée. Une apparition précoce des oscillations est ainsi généralement associée à une quantité de liquide importante au dessus de la bulle.
- Comme la surface finale de la bulle $S_{rupture}$, d'après la figure 5.17b, semble également corrélée à $\Delta h_{perturbation}$ (statistiquement, la bulle est d'autant plus grande avant l'éclatement que son sommet est éloigné de la surface libre à $t_{perturbation}$), elle a disposé de plus d'espace entre l'apparition des oscillations et la rupture pour augmenter

sa surface.

- Enfin, sur la figure 5.18, la hauteur de mouillage est tracée en fonction de la surface finale de la bulle. Comme dans le cas précédent (partie 5.2.1.1), une corrélation lie ces deux paramètres : plus la bulle atteint une taille importante avant la rupture de son interface, plus la hauteur de mouillage a de chances d'être élevée.

Ainsi, l'impact de la dynamique des bulles dendritiques sur le mouillage des parois dépend fortement de l'instant auquel la première oscillation est observée sur l'interface. En effet, une apparition précoce de perturbations sur l'interface d'une bulle lui permet de disposer de suffisamment d'espace et de temps pour croître et à des dendrites de se développer. De ce fait, la surface finale de la bulle est d'autant plus importante que la perturbation apparaît tôt par rapport à la rupture. Les parois sont alors mouillées sur une hauteur d'autant plus élevée que la surface finale de la bulle est grande.

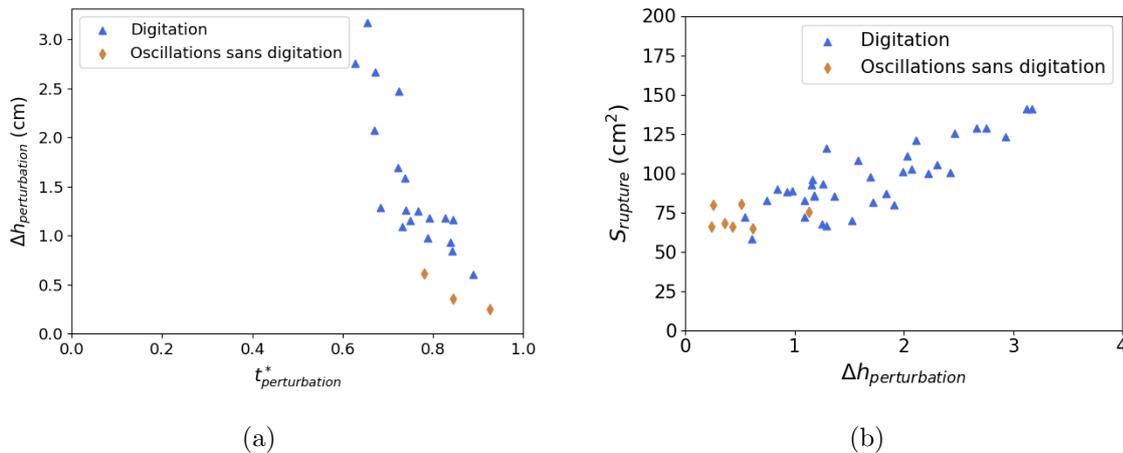


FIGURE 5.17 – (a) Influence de l'instant adimensionné d'apparition du phénomène de digitation sur la distance séparant la bulle de l'interface libre et (b) Influence de la quantité de liquide au-dessus de la bulle sur sa surface finale
 Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2$ mm ; $P_v^\infty \in [7, 7 \text{ mbar} ; 30 \text{ mbar}]$;
 $T_L \in [12^\circ\text{C} ; 35^\circ\text{C}]$; $H_L \in [10 \text{ cm} ; 25 \text{ cm}]$

5.3.3.3 Taille des bulles, mouillage et digitation : synthèse et discussion

La figure 5.19 (combinant les figures 5.6a et 5.18) montre l'évolution de la hauteur de mouillage avec la surface finale des bulles pour les campagnes 1 et 2, toutes épaisseurs de canal confondues. Dans le cas 2 mm, les cas de bulles régulières sont distingués par des

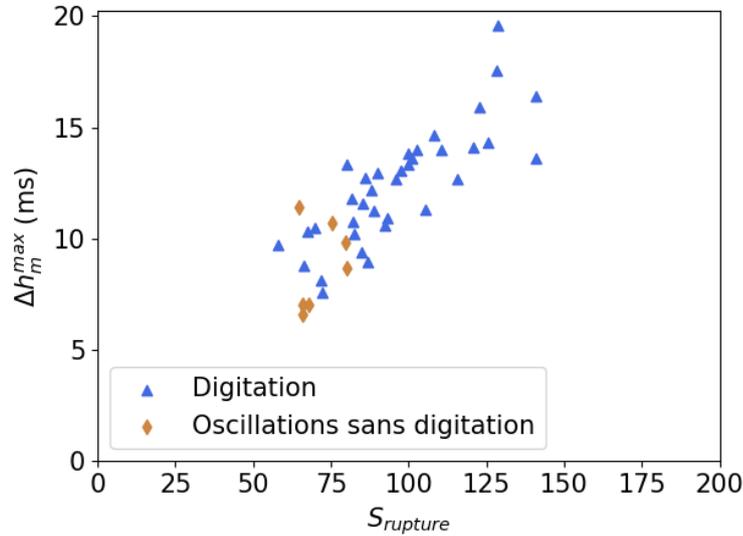


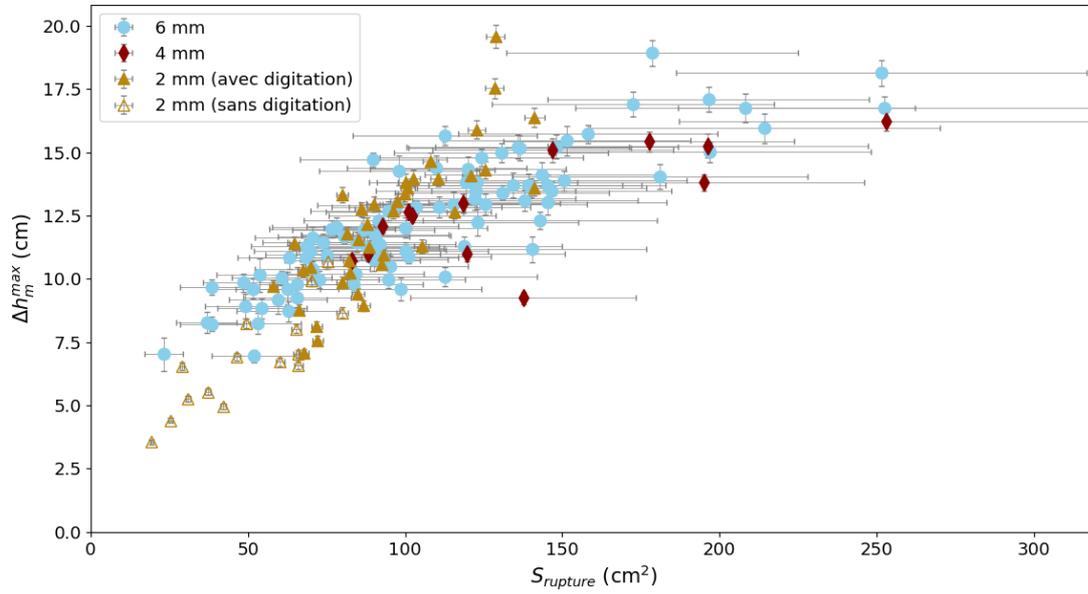
FIGURE 5.18 – Influence de la surface finale de la bulle sur le mouillage des parois
 Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e = 2 \text{ mm}$; $P_v^\infty \in [7, 7 \text{ mbar} ; 30 \text{ mbar}]$;
 $T_L \in [12^\circ\text{C} ; 35^\circ\text{C}]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$

marqueurs vides. Pour d'avantage de clarté, la figure est présentée avec barres d'incertitudes (figure 5.19a) et sans (figure 5.19b). Il peut être noté que les incertitudes liées à la mesure de la surface apparente sont beaucoup plus grandes dans les cas 4 et 6 mm en comparaison au cas 2 mm : la mesure, réalisée automatiquement par le programme, est bien moins précise dans ces cas. De plus, la figure présente une dispersion importante, probablement due à ces incertitudes importantes et à la grande variabilité des conditions opératoires.

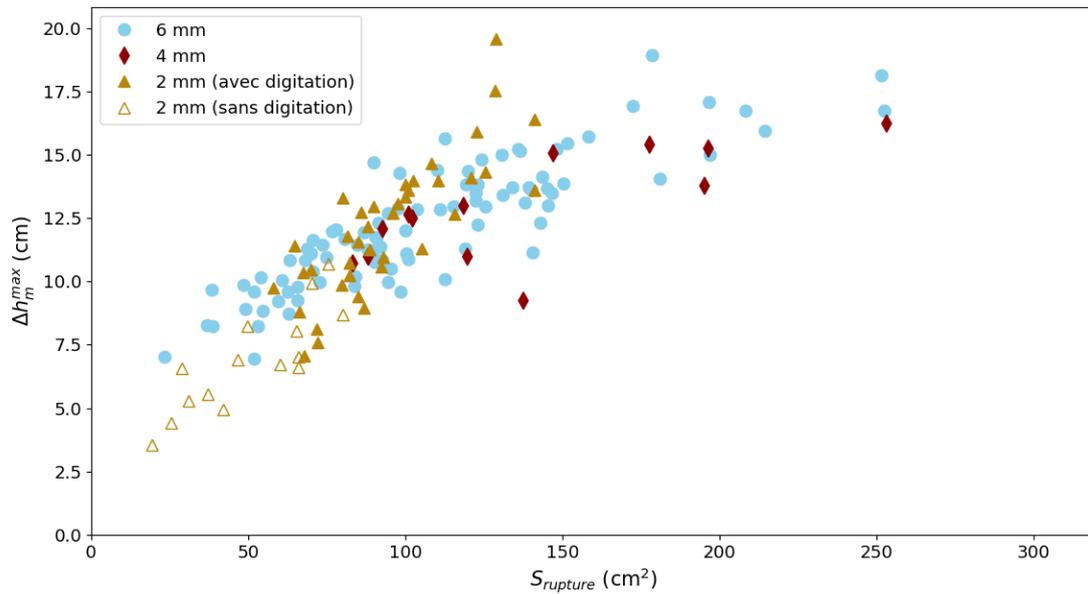
Comme mentionné précédemment, une relation peut être observée entre $S_{rupture}$ et Δh_m pour chaque épaisseur de canal, dont la tendance générale indique que la hauteur de mouillage augmente avec la surface finale de la bulle. Les cas 4 et 6 mm semblent suivre une pente similaire, tandis que dans le cas 2 mm, la pente semble légèrement plus forte. Ainsi, il semblerait qu'une augmentation de $S_{rupture}$ soit associée à une augmentation de Δh_m la plus importante dans le cas où l'épaisseur de canal vaut 2 mm, en comparaison aux cas 4 et 6 mm.

D'autre part, les bulles régulières, lorsque le canal est épais de 2 mm, sont associées à des hauteurs de mouillage minimales. L'apparition de la digitation paraît donc favorable à l'augmentation de la hauteur de mouillage, à épaisseur de canal constante. Toutefois, la valeur maximale de Δh_m^{max} dans le cas 2 mm est équivalente celles observées dans les cas 4 et 6 mm :

5.3. DIGITATION ET MOUILLAGE : ÉTUDE PRÉLIMINAIRE



(a)



(b)

FIGURE 5.19 – Influence de la taille finale de la bulle sur la hauteur de mouillage, toutes épaisseurs de canal confondues (a) avec et (b) sans barres d'incertitudes
Toutes conditions confondues (campagnes 1 et 2) : $e \in \{2 \text{ mm} ; 4 \text{ mm} ; 6 \text{ mm}\}$;
 $P_v^\infty \in [7,7 \text{ mbar} ; 30 \text{ mbar}]$; $T_L \in [12^\circ\text{C} ; 35^\circ\text{C}]$; $H_L \in [10 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$

l'apparition de digitation dans le cas 2 mm ne semble donc pas favoriser une augmentation générale de la hauteur de mouillage.

Il peut enfin être observé que, malgré une dispersion et des incertitudes importantes, dans le cas 2 mm, le maximum de la surface de rupture des bulles observé est d'environ 150 cm^2 tandis que dans les cas 4 mm et 6 mm, le maximum vaut 250 cm^2 environ : la hauteur de mouillage maximale est atteinte à des surfaces plus faibles dans le cas 2 mm. Il semble également que la surface finale des bulles soit globalement moins importante dans le cas 2 mm que dans les autres cas. Cette différence pourrait être expliquée par le fait que les effets capillaires sont plus importants lorsque le confinement est important. Une amélioration de la précision des mesures dans les cas 4 mm et 6 mm serait néanmoins nécessaire afin de confirmer ces observations.

5.3.3.4 Étude comparative de l'impact de l'environnement d'ébullition

Les conditions opératoires pourraient également avoir un impact sur la hauteur de mouillage. Afin d'évaluer cet impact, cette partie s'appuie uniquement sur les résultats de la seconde campagne expérimentale de cette thèse, décrite en 4.1.1. La figure 5.20 montre, dans les cas d'une rupture régulière (figure 5.20a) et de l'apparition de digitation (figure 5.20b), la hauteur de mouillage en fonction de la surchauffe locale initiale ΔT_0 (équation 4.5). La pression de vapeur ambiante associée à chaque essai est également renseignée.

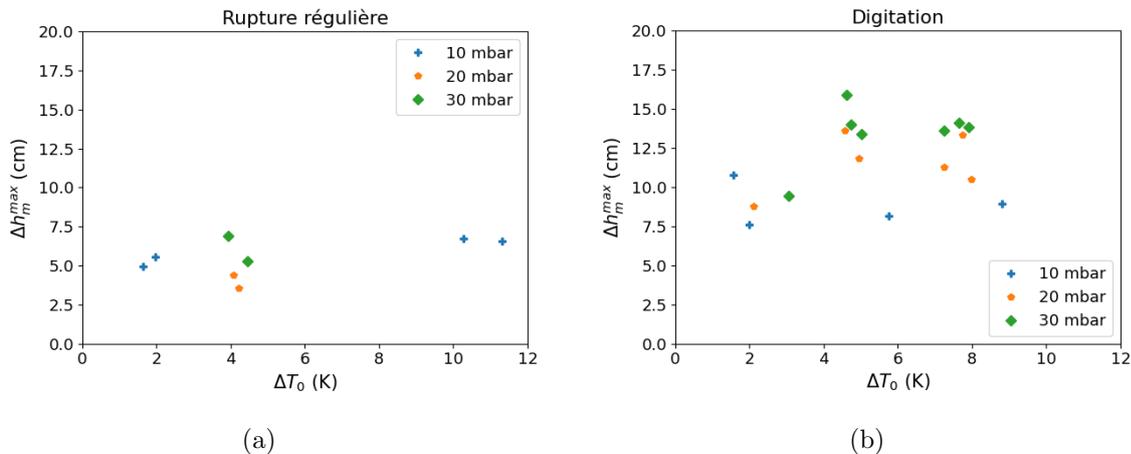


FIGURE 5.20 – Influence de la surchauffe locale sur la hauteur de mouillage dans le cas (a) de la rupture régulière, (b) de la digitation

D'après la figure 5.20a, la surchauffe locale ΔT_0 ne semble pas avoir d'influence notable sur la hauteur de mouillage dans le cas de la rupture régulière : cette dernière est proche de 5 cm dans la majorité des cas, indépendamment de la surchauffe variant de 2 K à 12 K environ.

En ce qui concerne les cas de digitation, la figure 5.20b montre les mesures de Δh_m^{max} sur les bulles dendritiques observées. Lorsque la pression de travail est de 10 mbar, la surchauffe locale varie de 2 K à 10 K et la hauteur de mouillage est approximativement constante et proche de 7,5 cm. Lorsque la pression est plus élevée, à 20 mbar, la hauteur de mouillage fluctue entre 10 cm et 13 cm pour des valeurs de surchauffe locale comprises entre 2 K et 10 K. Enfin, une pression de travail de 30 mbar donne lieu à des mesures de hauteur de mouillage comprises entre 10 cm et 17 cm et des surchauffes locales comprises entre 3 K et 8 K.

En particulier, pour les trois pressions de travail considérées, lorsque la surchauffe locale est faible (entre 2 K et 4 K), les valeurs de la hauteur de mouillage sont minimales (entre 7,5 cm et 10 cm). Dans le cas des pressions de 20 mbar et 30 mbar, les valeurs de ΔT_0 supérieures à 4 K correspondent à des valeurs de Δh_m comprises entre 10 cm et 17,5 cm. Pour ces pressions, une surchauffe supérieure à 4 K pourrait donc être nécessaire pour atteindre des hauteurs de mouillage élevées. Cette condition ne semble toutefois pas suffisante : aucune corrélation ne semble lier ΔT_0 et Δh_m^{max} dans le cas des surchauffes supérieures à 4 K et des pressions supérieures à 10 mbar. En revanche, la hauteur de mouillage semble globalement plus importante, dans le cas des bulles dendritiques (figure 5.20b), lorsque la pression est supérieure à 10 mbar.

Les conditions opératoires les plus favorables à l'augmentation de la hauteur de mouillage par croissance de bulles dendritiques correspondraient donc à une surchauffe locale supérieure à 4 K et une pression de travail supérieure à 10 mbar. Cette analyse gagnerait néanmoins en précision grâce à une nouvelle campagne expérimentale basée sur le contrôle de la profondeur initiale, permettant notamment d'avoir une meilleure maîtrise de la surchauffe locale.

Conclusion

L'analyse présentée dans ce chapitre a permis d'identifier plusieurs facteurs d'influence de la dynamique de croissance de la bulle sur le mouillage des parois :

- *La taille et la vitesse finales de la bulle, avant la rupture de l'interface, semblent avoir un impact significatif sur la hauteur de mouillage. En effet, cette dernière serait favorisée par l'éclatement des bulles les plus grandes et les plus rapides en fin de croissance. Il est également possible que la distance initiale bulle/surface libre joue un rôle dans la dynamique de croissance des bulles et le mouillage des parois : une profondeur initiale importante pourrait favoriser le développement de bulles de grande taille, augmentant la hauteur de mouillage. Cette proposition nécessiterait néanmoins des travaux supplémentaires pour être confirmée.*
- *Les forces qui prédominent à l'instant de la rupture semblent être l'inertie et la flottabilité, en comparaison à la tension de surface et la viscosité.*
- *Les nombres de Weber, Reynolds, Bond et Ohnesorge semblent avoir un impact non négligeable sur la hauteur de mouillage. Cette dernière serait maximale pour des valeurs de We , Re et Bo maximales et des valeurs de Oh minimales.*
- *Dans le cas particulier d'une épaisseur de canal de 2 mm, la profondeur initiale semble également avoir un impact non négligeable sur la hauteur de mouillage. Cependant, cet impact paraît indépendant de l'apparition ou non du phénomène de digitation. Les bulles observées dans un canal de 2 mm d'épaisseur semblent néanmoins atteindre une taille finale plus faible que dans le cas des épaisseurs de 4 et 6 mm, pour des hauteurs de mouillage équivalentes. Les impacts de la pression et de la surchauffe ont également été évalués, et il semblerait que des conditions de pression supérieures à 10 mbar et de surchauffe locale supérieures à 4 K favoriseraient l'augmentation de la hauteur de mouillage. Des expérimentations supplémentaires seraient nécessaires pour affiner ces observations.*

Ce chapitre a ainsi permis une analyse exploratoire de la dynamique des bulles à l'instant de la rupture de leur interface et de son influence sur le mouillage des parois. Les résultats présentés, s'appuyant sur deux campagnes expérimentales, ont alors permis d'identifier en première approche les paramètres d'influence que sont les caractéristiques de la bulle à l'instant de la rupture, la profondeur initiale et les conditions de pression et de surchauffe locale. Cette étude préliminaire pourrait être approfondie de plusieurs manières, dont voici deux suggestions :

- *Une analyse poussée des forces s'appliquant sur la bulle à l'instant de la rupture permettrait d'étayer les interprétations proposées dans ce chapitre, et d'évaluer plus finement l'impact de ces forces sur le mouillage des parois.*
- *L'utilisation du dispositif proposé précédemment, permettant le contrôle de la distance initiale de la bulle/surface libre, permettrait l'étude systématique de son impact et de celui de la surchauffe locale sur la dynamique d'éclatement des bulles, approfondissant la démarche entreprise ici.*

Synthèse

La complexité des phénomènes de changement de phase a pu être appréhendée dans cette thèse. En particulier, le comportement des bulles d'eau dans un canal confiné vertical, en interaction avec une surface libre et en milieu subatmosphérique a été étudié.

Cette problématique a nécessité une introduction préalable aux concepts fondamentaux présents dans la littérature. Ainsi, les théories classiques de la nucléation et de la croissance de bulles ont été présentées. Les conditions de confinement, d'environnement subatmosphérique et d'interaction avec une surface libre et leurs conséquences individuelles sur la dynamique des bulles ont également été présentées. Cependant, plusieurs manques ont été identifiés dans la littérature concernant les points suivants :

- Le comportement des bulles lors de l'ébullition des corps purs à des pressions proches du point triple est encore mal connu
- Les modèles actuels décrivant la croissance des bulles ne permettent pas de prédire le comportement des bulles de vapeur d'eau dans un milieu sub-atmosphérique, notamment en raison de la non-uniformité du degré de sous-refroidissement au sein du liquide.
- Les perturbations d'interface observées lors de l'ébullition basse pression de l'eau dans un canal confiné et leurs conditions d'apparition ont été peu étudiées

CONCLUSION

- L'interaction entre une bulle et une surface libre, menant à l'éclatement de la bulle, lors de l'ébullition basse pression de l'eau n'a été que peu étudiée.

Dans une tentative de participer à combler les manques évoqués dans les deux derniers points, la thèse présentée ici a donc eu pour objet l'étude des phénomènes de perturbations d'interface et d'interaction bulle/surface libre, observés lors de l'ébullition subatmosphérique de l'eau dans un canal confiné.

Dans un premier temps, le développement d'un programme automatisé de traitement d'images a permis de procéder à la production de résultats qualitatifs et quantitatifs, basés sur de nombreuses vidéos de croissance et d'éclatement de bulles – elles-mêmes enregistrées lors d'une campagne expérimentale antérieure, basée sur un plan d'expériences et réalisée sur un banc d'essais existant, dont le canal principal est de très faible épaisseur (réglable à 2,4 ou 6 mm).

Ce programme a ensuite pu être utilisé afin d'étudier la dynamique des bulles observées, permettant ainsi la modélisation empirique de ces dernières et la comparaison avec les modèles de croissance usuels. Il est alors apparu que celui le plus proche du modèle empirique établi dans cette thèse est le modèle de Rayleigh, considérant une croissance contrôlée par l'inertie. Ce résultat est en accord avec les expérimentations de Van Stralen [32] (observant des bulles de grande taille dont toute la croissance est régie par l'équation de Rayleigh à très basse pression), et tend également à confirmer l'hypothèse d'une croissance inertielle dans le cas présent.

Une loi de puissance décrivant l'allure générale des courbes de croissance des bulles a pu être développée de manière empirique. L'impact de la profondeur initiale sur la dynamique des bulles a également pu être analysé en première approche : une bulle dont la croissance débute loin de la surface libre disposerait ainsi de plus de temps et d'espace pour croître.

Pendant la croissance et l'éclatement des bulles dans les conditions du plan d'expériences, plusieurs phénomènes interfaciaux ont été observés : la rupture régulière, la digitation, les fronts d'évaporation et les micro-bulles. Le déroulement de chacun de ces phénomènes a ainsi été décrit le plus précisément possible. Il a également été rapporté que, malgré des différences notables de comportement entre ces phénomènes interfaciaux, la croissance des bulles concer-

CONCLUSION

nées peut être divisée en trois phases dans tous les cas : la phase de développement pendant laquelle la bulle croît sans interagir avec la surface libre, la phase de transition, marquée par l'interaction bulle/surface libre et l'éclatement, débutant au moment où l'interface de la bulle et la surface libre se rejoignent avant de rompre.

À la suite de l'observation de ces perturbations d'interface, une étude paramétrique du phénomène de digitation a été entreprise, dont une nouvelle campagne expérimentale a permis de compléter les données. Cette analyse a permis de déterminer les facteurs d'influence favorisant son apparition. En particulier, l'existence de valeurs critiques de l'épaisseur de confinement et de la profondeur initiale a été mise en évidence. En effet, le phénomène de digitation semble n'apparaître que pour une épaisseur de confinement de 2 mm et lorsque la bulle débute sa croissance à plus de 3,5 cm de la surface libre. Cependant, contrairement aux prédictions de la théorie classique décrivant l'évolution de la digitation, le dépassement d'une vitesse critique ne semble pas être une condition suffisante à son apparition : le phénomène de digitation n'est pas systématiquement observé lorsque cette condition est remplie. La non-prise en compte des effets thermiques et inertiels dans le modèle pourrait expliquer cet écart entre les observations et la théorie. D'autre part, les conditions thermodynamiques comme la surchauffe locale ou la pression de travail ne semblent pas avoir d'impact à première vue. Ces paramètres nécessiteraient donc des travaux supplémentaires afin d'affiner la compréhension de leur impact sur le phénomène.

L'apparition des fronts d'évaporation a également fait l'objet d'une étude paramétrique, bien que moins poussée. Il a notamment été observé que l'apparition de fronts d'évaporation modifie la relation entre la surface finale des bulles et la profondeur initiale, seulement dans le cas où l'épaisseur de confinement vaut 4 mm. D'autre part, un effet de la surchauffe locale a pu être identifié : une valeur critique de cette dernière, dépendant de la pression de travail, pourrait régir des fronts d'évaporation. Enfin, l'épaisseur de la couche limite thermique entourant la bulle à l'instant de la rupture ne semble pas, en première approximation, influencer sur l'apparition du phénomène. Cette analyse préliminaire a permis de mettre en lumière certains facteurs comme la surchauffe locale, la distance initiale bulle/surface libre ou l'épaisseur de confinement, dont l'étude systématique présenterait un intérêt pour améliorer la compréhension de cette perturbation.

CONCLUSION

Enfin, l'influence de la dynamique de la bulle au moment de la rupture de son interface sur le mouillage des parois a été caractérisée. Pour ce faire, une nouvelle quantité a été introduite : la hauteur de mouillage. Une première approche a pu établir que la taille de la bulle et sa vitesse interfaciale à l'instant de la rupture a un impact non négligeable sur cette hauteur. Une analyse dimensionnelle a ensuite été proposée afin d'évaluer l'effet que la prédominance de certaines forces sur les autres a sur le mouillage. Il a ainsi été montré que certains des nombres sans dimensions utilisés sont corrélés à la hauteur de mouillage et pourraient éventuellement être utiles au dimensionnement d'échangeurs fonctionnant à pression subatmosphérique. Bien que simpliste car basée sur une définition potentiellement inadaptée des nombres sans dimension, cette étude a également permis de suggérer des interprétations concernant la physique régissant l'éclatement des bulles et le mouillage des parois. Il est notamment apparu que les forces d'inertie et de flottabilité sont prédominantes face à la tension de surface et la viscosité à l'instant de la rupture. Dans le cas spécifique d'une épaisseur de canal de 2 mm, il a été mis en évidence que la hauteur de mouillage est corrélée à la profondeur initiale, ainsi qu'à la taille finale de la bulle avant rupture. Dans le cas où le phénomène de digitation est observé, la hauteur de mouillage semble favorisée lorsque la première manifestation de la perturbation est la plus précoce, laissant le temps et l'espace à des dendrites de se former et d'augmenter la surface finale de la bulle. Dans le cas général (toutes épaisseurs de canal confondues), une hauteur de mouillage importante semble ainsi associée à l'éclatement de bulles de grande taille avant la rupture. En revanche, bien que le phénomène de digitation semble favoriser la maximisation de la hauteur de mouillage pour une épaisseur de canal de 2 mm et pour des surfaces finales plus faibles, les valeurs maximales observées dans ce cas sont du même ordre que pour des épaisseurs de canal de 4 mm ou 6 mm.

Perspectives

Les travaux présentés dans cette thèse ont eu pour objectif d'enrichir la connaissance des phénomènes de vaporisation par croissance et éclatement de bulles de vapeur d'eau à pression subatmosphérique. Bien que certains éclaircissements ont pu être apportés quant aux phénomènes de perturbation et de rupture d'interface lors de l'ébullition subatmosphérique et confinée de l'eau, nombre d'interrogations restent sans réponse. Dans la continuité de ces

CONCLUSION

travaux, les aspects suivants pourraient être étudiés :

- Le banc d'essais présenté dans cette thèse pourrait être adapté de la manière suivante : la paroi en acier inoxydable, du côté du canal principal, pourrait être modifiée par traitement de surface afin de favoriser la nucléation en un site localisé. Ce dispositif présenterait plusieurs avantages :
 - La profondeur initiale serait contrôlable par la variation du niveau de liquide. De ce fait, la surchauffe locale le serait également. Les analyses présentées dans cette thèse pourraient ainsi être complétées et affinées par des études systématiques de ces paramètres.
 - Le traitement de surface proposé modifierait également la rugosité de la paroi, et donc sa mouillabilité : la dynamique de croissance et d'éclatement des bulles en serait altérée, ainsi que le mouillage des parois. Ceci rendrait donc possible une étude de l'impact de l'état de surface de la paroi sur le comportement des bulles et la hauteur de mouillage.
- Une étude paramétrique des fronts d'évaporation permettrait de mieux comprendre les conditions d'apparition de ce phénomène. La variation systématique de la surchauffe locale, de la pression de travail et de l'épaisseur de confinement permettrait en effet de déterminer précisément les éventuelles valeurs critiques de ces facteurs, entrevues lors de cette thèse. D'autre part, une meilleure compréhension de ce phénomène permettrait dans un second temps de clarifier les perturbations nommés microbulles dans ce manuscrit, et supposées être des manifestations éphémères des fronts d'évaporation.
- Une étude poussée et rigoureuse des forces en présence à l'instant de la rupture, éventuellement couplée à une simulation numérique de l'éclatement de cette dernière, pourrait permettre d'affiner la présente étude et prédire la hauteur de mouillage. Les suggestions d'interprétation pourraient de cette manière être confirmées ou réfutées.

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. MICHAÏE, R. RULLIÈRE et J. BONJOUR, “Towards a More Generalized Understanding of Pool Boiling at Low Pressure : Bubble Dynamics for Two Fluids in States of Thermodynamic Similarity,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 101, p. 217-230, 1^{er} jan. 2019, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2018.10.009.
- [2] J. G. COLLIER et J. R. THOME, *Convective Boiling and Condensation*, 3rd ed. Oxford : Clarendon Press ; New York : Oxford University Press, 1994, ISBN : 978-0-19-856282-5.
- [3] R. COLE, “Boiling Nucleation,” in *Advances in Heat Transfer*, J. P. HARTNETT et T. F. IRVINE, éd., t. 10, Elsevier, 1^{er} jan. 1974, p. 85-166. DOI : 10.1016/S0065-2717(08)70110-2.
- [4] S. G. BANKOFF, “Entrapment of gas in the spreading of a liquid over a rough surface,” *AIChE Journal*, t. 4, n^o 1, p. 24-26, 1958, ISSN : 1547-5905. DOI : 10.1002/aic.690040105.
- [5] P. D. GENNES, F. BROCHARD-WYART et D. QUÉRÉ, *Gouttes, Bulles, Perles et Ondes*. 2005.
- [6] V. P. CAREY, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena : An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment*, 3^e éd. Boca Raton : CRC Press, 20 mar. 2020, 730 p., ISBN : 978-0-429-08222-1. DOI : 10.1201/9780429082221.
- [7] S. MICHAÏE, “Experimental Study of the Fundamental Phenomena Involved in Pool Boiling at Low Pressure,” Theses, Université de Lyon, mai 2018.
- [8] S. J. D. van STRALEN, M. S. SOHAL, R. COLE et W. M. SLUYTER, “Bubble Growth Rates in Pure and Binary Systems : Combined Effect of Relaxation and Evaporation Microlayers,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 18, n^o 3, p. 453-467, 1^{er} mar. 1975, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(75)90033-2.
- [9] J. K. STEWART et R. COLE, “Bubble Growth Rates during Nucleate Boiling at High Jakob Numbers,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 15, n^o 4, p. 655-664, 1^{er} avr. 1972, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(72)90111-1.

- [10] M. G. COOPER, "The Microlayer and Bubble Growth in Nucleate Pool Boiling," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 12, n° 8, p. 915-933, 1^{er} août 1969, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(69)90155-0.
- [11] H. S. LEE et H. MERTE, "Spherical Vapor Bubble Growth in Uniformly Superheated Liquids," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 39, n° 12, p. 2427-2447, 1^{er} août 1996, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(95)00342-8.
- [12] A. J. ROBINSON et R. L. JUDD, "Bubble growth in a uniform and spatially distributed temperature field," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 44, n° 14, p. 2699-2710, 1^{er} juil. 2001, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/S0017-9310(00)00294-5.
- [13] L. RAYLEIGH, "VIII. On the Pressure Developed in a Liquid during the Collapse of a Spherical Cavity," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, t. 34, n° 200, p. 94-98, 1^{er} août 1917, ISSN : 1941-5982. DOI : 10.1080/14786440808635681.
- [14] B. B. MIKIC, W. M. ROHSENOW et P. GRIFFITH, "On Bubble Growth Rates," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 13, n° 4, p. 657-666, 1^{er} avr. 1970, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(70)90040-2.
- [15] A. J. ROBINSON et R. L. JUDD, "The Dynamics of Spherical Bubble Growth," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 47, n° 23, p. 5101-5113, 1^{er} nov. 2004, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.05.023.
- [16] M. S. PLESSET et S. A. ZWICK, "The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids," *Journal of Applied Physics*, t. 25, p. 493-450, avr. 1954, ISSN : 0021-8979.
- [17] H. K. FORSTER et N. ZUBER, "Growth of a Vapor Bubble in a Superheated Liquid," *Journal of Applied Physics*, t. 25, n° 4, p. 474-478, 1^{er} avr. 1954, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1721664.
- [18] R. COLE et H. L. SHULMAN, "Bubble Growth Rates at High Jakob Numbers," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 9, n° 12, p. 1377-1390, 1^{er} déc. 1966, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(66)90135-9.
- [19] M. S. PLESSET et A. PROSPERETTI, "Bubble Dynamics and Cavitation," *Annual Review of Fluid Mechanics*, t. 9, n° 1, p. 145-185, 1977. DOI : 10.1146/annurev.fl.09.010177.001045.
- [20] A. PROSPERETTI et M. S. PLESSET, "Vapour-bubble growth in a superheated liquid," *Journal of Fluid Mechanics*, t. 85, n° 02, p. 349, mar. 1978, ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : 10.1017/S0022112078000671.
- [21] N. ZUBER, "Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 6, n° 1, p. 53-78, 1^{er} jan. 1963, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(63)90029-2.
- [22] J. DU, C. ZHAO et H. BO, "A Modified Model for Bubble Growth Rate and Bubble Departure Diameter in Nucleate Pool Boiling Covering a Wide Range of Pressures," *Applied Thermal Engineering*, t. 145, p. 407-415, 25 déc. 2018, ISSN : 1359-4311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2018.09.063.

- [23] S. JUNG et H. KIM, "An Experimental Method to Simultaneously Measure the Dynamics and Heat Transfer Associated with a Single Bubble during Nucleate Boiling on a Horizontal Surface," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 73, p. 365-375, 1^{er} juin 2014, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.02.014.
- [24] F. LESAGE, J. COTTON et A. ROBINSON, "Analysis of Quasi-Static Vapour Bubble Shape during Growth and Departure," *Physics of Fluids*, t. 25, 14 juin 2013. DOI : 10.1063/1.4809795.
- [25] H. J. CHO et E. N. WANG, "Bubble nucleation, growth, and departure : a new, dynamic understanding," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 145, p. 118 803, 1^{er} déc. 2019, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118803.
- [26] Y. A. BUYEVICH et B. W. WEBBON, "Dynamics of Vapour Bubbles in Nucleate Boiling," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 39, n^o 12, p. 2409-2426, 1^{er} août 1996, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(95)00345-2.
- [27] L. M. MARTYUSHEV, A. I. BIRZINA et A. S. SOBOLEVA, "On the morphological instability of a bubble during inertia-controlled growth," *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, t. 499, p. 170-175, 1^{er} juin 2018, ISSN : 0378-4371. DOI : 10.1016/j.physa.2018.02.012.
- [28] Z. CHEN, A. HAGINIWA et Y. UTAKA, "Detailed Structure of Microlayer in Nucleate Pool Boiling for Water Measured by Laser Interferometric Method," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 108, p. 1285-1291, 1^{er} mai 2017, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.003.
- [29] W. R. MCGILLIS, V. P. CAREY, J. S. FITCH et W. R. HAMBURGEN, "Pool Boiling Enhancement Techniques for Water at Low Pressure," in *1991 Proceedings, Seventh IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium*, fév. 1991, p. 64-72. DOI : 10.1109/STHERM.1991.152914.
- [30] A. SURTAEV, V. SERDYUKOV et I. MALAKHOV, "Effect of subatmospheric pressures on heat transfer, vapor bubbles and dry spots evolution during water boiling," *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 112, p. 109 974, 1^{er} avr. 2020, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2019.109974.
- [31] N. COLGAN, J. L. BOTTINI, Z. J. OOI et C. S. BROOKS, "Experimental Study of Wall Nucleation Characteristics in Flow Boiling under Subatmospheric Pressures in a Vertical Square Channel," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 134, p. 58-68, 1^{er} mai 2019, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.12.153.
- [32] S. J. D. van STRALEN, R. COLE, W. M. SLUYTER et M. S. SOHAL, "Bubble Growth Rates in Nucleate Boiling of Water at Subatmospheric Pressures," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 18, n^o 5, p. 655-669, 1^{er} mai 1975, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(75)90277-X.
- [33] F. GIRAUD, R. RULLIÈRE, C. TOUBLANC, M. CLAUSSE et J. BONJOUR, "Experimental Evidence of a New Regime for Boiling of Water at Subatmospheric Pressure," *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 60, p. 45-53, 1^{er} jan. 2015, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2014.07.011.

- [34] B. ZAJACZKOWSKI, T. HALON et Z. KROLICKI, "Experimental verification of heat transfer coefficient for nucleate boiling at sub-atmospheric pressure and small heat fluxes," *Heat and Mass Transfer*, t. 52, n° 2, p. 205-215, 1^{er} fév. 2016, ISSN : 1432-1181. DOI : 10.1007/s00231-015-1549-8.
- [35] K. WOJTASIK, R. RULLIÈRE, Z. KROLICKI, B. ZAJACZKOWSKI et J. BONJOUR, "Sub-cooled boiling regime map for water at low saturation temperature and subatmospheric pressure," *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 118, p. 110-150, 1^{er} oct. 2020, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2020.110150.
- [36] F. GIRAUD, "Vaporization of Water at Subatmospheric Pressure : Fundamentals of Boiling Phenomena and Path towards the Design of Compact Evaporators for Sorption Chillers," Theses, INSA de Lyon, nov. 2015.
- [37] F. GIRAUD, P. VALLON et B. TREMEAC, "Experimental study of water vaporization occurring inside the channel of a smooth-plate type heat exchanger connected to an adsorber and comparison with trends observed in absorption configuration," *International Journal of Refrigeration*, t. 77, p. 60-74, 1^{er} mai 2017, ISSN : 0140-7007. DOI : 10.1016/j.ijrefrig.2017.02.021.
- [38] F. GIRAUD, R. RULLIÈRE, C. TOUBLANC, M. CLAUSSE et J. BONJOUR, "Subatmospheric pressure boiling on a single nucleation site in narrow vertical spaces," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, t. 58, p. 1-10, 1^{er} avr. 2016, ISSN : 0142-727X. DOI : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.12.002.
- [39] I. H. BELL, J. WRONSKI, S. QUOILIN et V. LEMORT, "Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp," *Industrial & Engineering Chemistry Research*, t. 53, n° 6, p. 2498-2508, 12 fév. 2014, ISSN : 0888-5885, 1520-5045. DOI : 10.1021/ie4033999.
- [40] W. GAO, J. QI, X. YANG, J. ZHANG et D. WU, "Experimental Investigation on Bubble Departure Diameter in Pool Boiling under Sub-Atmospheric Pressure," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 134, p. 933-947, 1^{er} mai 2019, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.01.024.
- [41] F. GIRAUD, R. RULLIÈRE, C. TOUBLANC, M. CLAUSSE et J. BONJOUR, "Experimental Evidence of a New Regime for Boiling of Water at Subatmospheric Pressure," *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 60, p. 45-53, 1^{er} jan. 2015, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2014.07.011.
- [42] M. AKIYAMA, F. TACHIBANA et N. OGAWA, "Effect of Pressure on Bubble Growth in Pool Boiling," *Bulletin of JSME*, t. 12, n° 53, p. 1121-1128, 1969, ISSN : 0021-3764, 1881-1426. DOI : 10.1299/jsme1958.12.1121.
- [43] J. KIM, C. HUH et M. H. KIM, "On the Growth Behavior of Bubbles during Saturated Nucleate Pool Boiling at Sub-Atmospheric Pressure," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 50, n° 17, p. 3695-3699, 1^{er} août 2007, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.11.049.
- [44] S. MICHAIE, R. RULLIÈRE et J. BONJOUR, "Experimental study of bubble dynamics of isolated bubbles in water pool boiling at subatmospheric pressures," *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 87, p. 117-128, 1^{er} oct. 2017, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2017.04.030.

-
- [45] K. WOJTASIK, B. ZAJACZKOWSKI, R. RULLIÈRE et J. BONJOUR, “Novel sensor for local analysis of bubble dynamics at low pressure,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 104, p. 175-185, 1^{er} juin 2019, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2019.02.019.
- [46] S. SIEDEL, S. CIOULACHTJIAN, A. J. ROBINSON et J. BONJOUR, “Integral Momentum Balance on a Growing Bubble,” *Physics of Fluids*, t. 25, n^o 12, p. 123-301, 1^{er} déc. 2013, ISSN : 1070-6631. DOI : 10.1063/1.4844416.
- [47] T. G. LEIGHTON, “2 - Cavitation Inception and Fluid Dynamics,” in *The Acoustic Bubble*, T. G. LEIGHTON, éd., Academic Press, 1^{er} jan. 1994, p. 67-128, ISBN : 978-0-12-441920-9. DOI : 10.1016/B978-0-12-441920-9.50007-9.
- [48] E. GUYON, J.-P. HULIN et L. PETIT, *Hydrodynamique Physique*. 1^{er} jan. 2001.
- [49] G. DUHAR et C. COLIN, “Dynamics of Bubble Growth and Detachment in a Viscous Shear Flow,” *Physics of Fluids*, t. 18, n^o 7, p. 077 101, 1^{er} juil. 2006, ISSN : 1070-6631. DOI : 10.1063/1.2213638.
- [50] J. F. KLAUSNER, R. MEI, D. M. BERNHARD et L. Z. ZENG, “Vapor bubble departure in forced convection boiling,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 36, n^o 3, p. 651-662, 1^{er} fév. 1993, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(93)80041-R.
- [51] T. REN, Z. ZHU, R. ZHANG, J. SHI et C. YAN, “Development of force balance model for prediction of bubble departure diameter and lift-off diameter in subcooled flow boiling,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 161, p. 120 245, 1^{er} nov. 2020, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120245.
- [52] P. F. RAMPISELA, “Etude Expérimentale de l'ébullition En Espace Confiné,” thesis, Grenoble INPG, 1^{er} jan. 1993.
- [53] S.-C. YAO et Y. CHANG, “Pool Boiling Heat Transfer in a Confined Space,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 26, n^o 6, p. 841-848, 1^{er} juin 1983, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/S0017-9310(83)80108-2.
- [54] Y. FUJITA, H. OHTA, S. UCHIDA et K. NISHIKAWA, “Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 31, n^o 2, p. 229-239, 1^{er} fév. 1988, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/0017-9310(88)90004-X.
- [55] Y. KATTO et S. YOKOYA, “Experimental Study of Nucleate Pool Boiling in Case of Making Interference-Plate Approach to the Heating Surface,” *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf*, t. 3, p. 219-227, 1966.
- [56] J. BONJOUR, F. BOULANGER, D. GENTILE et M. LALLEMAND, “Étude Phénoménologique de l'ébullition En Espace Confiné à Partir d'un Site de Nucléation Isolé,” *Revue Générale de Thermique*, t. 36, n^o 7, p. 562-572, 1^{er} juil. 1997, ISSN : 0035-3159. DOI : 10.1016/S0035-3159(97)84038-X.
- [57] J. BONJOUR et M. LALLEMAND, “Flow Patterns during Boiling in a Narrow Space between Two Vertical Surfaces,” *International Journal of Multiphase Flow*, t. 24, n^o 6, p. 947-960, 1^{er} sept. 1998, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/S0301-9322(98)00017-2.

- [58] F. GIRAUD, C. TOUBLANC, R. RULLIÈRE, J. BONJOUR et M. CLAUSSE, “Experimental study of water vaporization occurring inside a channel of a smooth plate-type heat exchanger at subatmospheric pressure,” *Applied Thermal Engineering*, t. 106, p. 180-191, 5 août 2016, ISSN : 1359-4311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2016.05.151.
- [59] Y. ZHANG et Y. UTAKA, “Characteristics of a Liquid Microlayer Formed by a Confined Vapor Bubble in Micro Gap Boiling between Two Parallel Plates,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 84, p. 475-485, 1^{er} mai 2015, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.01.013.
- [60] J. ZHANG, J. J. J. CHEN et N. ZHOU, “Characteristics of Jet Droplet Produced by Bubble Bursting on the Free Liquid Surface,” *Chemical Engineering Science*, t. 68, n^o 1, p. 151-156, 22 jan. 2012, ISSN : 0009-2509. DOI : 10.1016/j.ces.2011.09.019.
- [61] J. M. BOULTON-STONE et J. R. BLAKE, “Gas bubbles bursting at a free surface,” *Journal of Fluid Mechanics*, t. 254, p. 437-466, sept. 1993, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112093002216.
- [62] P. B. ROBINSON, J. R. BLAKE, T. KODAMA, A. SHIMA et Y. TOMITA, “Interaction of Cavitation Bubbles with a Free Surface,” *Journal of Applied Physics*, t. 89, n^o 12, p. 8225-8237, 8 juin 2001, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1368163.
- [63] J. R. BLAKE et D. C. GIBSON, “Growth and collapse of a vapour cavity near a free surface,” *Journal of Fluid Mechanics*, t. 111, p. 123-140, oct. 1981, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112081002322.
- [64] J. R. BLAKE, B. B. TAIB et G. DOHERTY, “Transient cavities near boundaries Part 2. Free surface,” *Journal of Fluid Mechanics*, t. 181, p. 197-212, août 1987, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112087002052.
- [65] E. W. QUAH, B. KARRI, S.-W. OHL, E. KLASEBOER et B. C. KHOO, “Expansion and collapse of an initially off-centered bubble within a narrow gap and the effect of a free surface,” *International Journal of Multiphase Flow*, t. 99, p. 62-72, 1^{er} fév. 2018, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.09.013.
- [66] G. HUANG, M. ZHANG, X. MA, Q. CHANG, C. ZHENG et B. HUANG, “Dynamic behavior of a single bubble between the free surface and rigid wall,” *Ultrasonics Sonochemistry*, t. 67, p. 105-117, 1^{er} oct. 2020, ISSN : 1350-4177. DOI : 10.1016/j.ultsonch.2020.105147.
- [67] B. H. T. GOH, Y. D. A. OH, E. KLASEBOER, S. W. OHL et B. C. KHOO, “A low-voltage spark-discharge method for generation of consistent oscillating bubbles,” *Review of Scientific Instruments*, t. 84, n^o 1, p. 014705, 25 jan. 2013, ISSN : 0034-6748. DOI : 10.1063/1.4776187.
- [68] B. Y. NI, A. M. ZHANG et G. X. WU, “Simulation of a Fully Submerged Bubble Bursting through a Free Surface,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, t. 55, p. 1-14, 1^{er} jan. 2016, ISSN : 0997-7546. DOI : 10.1016/j.euromechflu.2015.08.001.
- [69] Q. X. WANG, K. S. YEO, B. C. KHOO et K. Y. LAM, “Nonlinear interaction between gas bubble and free surface,” *Computers & Fluids*, t. 25, n^o 7, p. 607-628, 1^{er} sept. 1996, ISSN : 0045-7930. DOI : 10.1016/0045-7930(96)00007-2.

-
- [70] Z. LI, L. SUN, Z. ZONG et J. DONG, "Some dynamical characteristics of a non-spherical bubble in proximity to a free surface," *Acta Mechanica*, t. 223, n° 11, p. 2331-2355, 1^{er} nov. 2012, ISSN : 1619-6937. DOI : 10.1007/s00707-012-0674-4.
- [71] Q. X. WANG, K. S. YEO, B. C. KHOO et K. Y. LAM, "Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface," *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, t. 8, n° 1, p. 73-88, 1^{er} jan. 1996, ISSN : 1432-2250. DOI : 10.1007/BF00312403.
- [72] A. M. ZHANG, P. CUI, J. CUI et Q. X. WANG, "Experimental study on bubble dynamics subject to buoyancy," *Journal of Fluid Mechanics*, t. 776, p. 137-160, août 2015, ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : 10.1017/jfm.2015.323.
- [73] Y. S. KANNAN, S. BALUSAMY, B. KARRI et K. C. SAHU, "Effect of viscosity on the volumetric oscillations of a non-equilibrium bubble in free-field and near a free-surface," *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 116, p. 110-113, 1^{er} août 2020, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2020.110113.
- [74] L. LIU, J. WANG, Y. ZHANG, K. TANG et T. MA, "Coupling characteristics between bubble and free surface in a shallow water environment," *Ocean Engineering*, t. 237, p. 109577, 1^{er} oct. 2021, ISSN : 0029-8018. DOI : 10.1016/j.oceaneng.2021.109577.
- [75] A. PEARSON, E. COX, J. R. BLAKE et S. R. OTTO, "Bubble Interactions near a Free Surface," *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Application of the BEM to Interfacial Phenomena, t. 28, n° 4, p. 295-313, 1^{er} avr. 2004, ISSN : 0955-7997. DOI : 10.1016/S0955-7997(03)00079-1.
- [76] J. LI et J.-l. RONG, "Bubble and free surface dynamics in shallow underwater explosion," *Ocean Engineering*, t. 38, n° 17, p. 1861-1868, 1^{er} déc. 2011, ISSN : 0029-8018. DOI : 10.1016/j.oceaneng.2011.09.031.
- [77] J. LI et P. M. CARRICA, "An approach to couple velocity/pressure/void fraction in two-phase flows with incompressible liquid and compressible bubbles," *International Journal of Multiphase Flow*, t. 102, p. 77-94, 1^{er} mai 2018, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.01.021.
- [78] V. V. BJERKNES, *Fields of Force*, avec la coll. de GERSTEIN - UNIVERSITY OF TORONTO. New York, Col. Univ. Press, 1906, 152 p.
- [79] Q. X. WANG, K. S. YEO, B. C. KHOO et K. Y. LAM, "Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface," *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, t. 8, n° 1, p. 73-88, jan. 1996, ISSN : 0935-4964, 1432-2250. DOI : 10.1007/BF00312403.
- [80] S. WANG, W. DUAN et Q. WANG, "The bursting of a toroidal bubble at a free surface," *Ocean Engineering*, t. 109, p. 611-622, 15 nov. 2015, ISSN : 0029-8018. DOI : 10.1016/j.oceaneng.2015.09.017.
- [81] F. GIRAUD, R. RULLIÈRE, C. TOUBLANC, M. CLAUSSE et J. BONJOUR, "Preliminary Experimental Investigation on Water Boiling Phenomena in a Liquid Layer at Sub-atmospheric Pressure," in *24th International Congress of Refrigeration (ICR 2015)*, Yokohama, Japan, août 2015, 8 pages.

- [82] F. GIRAUD et B. TREMEAC, "Influences of confinement on subatmospheric water vaporization phenomena in a vertical rectangular channel," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 145, p. 118725, 1^{er} déc. 2019, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118725.
- [83] G. BRADSKI, "The OpenCV Library," *Dr. Dobb's Journal of Software Tools*, 2000.
- [84] J. CANNY, "A Computational Approach to Edge Detection," *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 1986. DOI : 10.1109/TPAMI.1986.4767851.
- [85] C. A. SCHNEIDER, W. S. RASBAND et K. W. ELICEIRI, "NIH Image to ImageJ : 25 years of image analysis," *Nature Methods*, t. 9, n^o 7, p. 671-675, 7 juil. 2012, ISSN : 1548-7105. DOI : 10.1038/nmeth.2089.
- [86] N. CHENG, Y. GUO et C. PENG, "A Numerical Simulation of Single Bubble Growth in Subcooled Boiling Water," *Annals of Nuclear Energy*, t. 124, p. 179-186, 1^{er} fév. 2019, ISSN : 0306-4549. DOI : 10.1016/j.anucene.2018.10.005.
- [87] S. SIEDEL, "Bubble Dynamics and Boiling Heat Transfer : A Study in the Absence and in the Presence of Electric Fields," Theses, INSA de Lyon, avr. 2012.
- [88] F. REINKER, M. KAPITZ et S. aus der WIESCHE, "Boiling Under Hele-Shaw Flow Conditions : The Occurrence of Viscous Fingering," *Journal of Heat Transfer*, t. 138, n^o 021501, 2 sept. 2015, ISSN : 0022-1481. DOI : 10.1115/1.4031233.
- [89] B. STUTZ et J. R. SIMÕES-MOREIRA, "Onset of boiling and propagating mechanisms in a highly superheated liquid - the role of evaporation waves," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 56, n^o 1, p. 683-693, 1^{er} jan. 2013, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.08.057.
- [90] SIMÕES-MOREIRA, "Adiabatic Evaporation Waves."
- [91] P. G. SAFFMAN et S. G. TAYLOR, "The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid," p. 20, 1958.
- [92] L. PATERSON, "Radial fingering in a Hele Shaw cell," *Journal of Fluid Mechanics*, t. 113, p. 513-529, déc. 1981, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112081003613.
- [93] D. BENSIMON, L. P. KADANOFF, S. LIANG, B. I. SHRAIMAN et C. TANG, "Viscous flows in two dimensions," *Reviews of Modern Physics*, t. 58, n^o 4, p. 977-999, 1^{er} oct. 1986, ISSN : 0034-6861. DOI : 10.1103/RevModPhys.58.977.
- [94] G. M. HOMS, "Viscous Fingering in Porous Media," p. 41, 1987.
- [95] T. MAXWORTHY, "The nonlinear growth of a gravitationally unstable interface in a Hele-Shaw cell," *Journal of Fluid Mechanics*, t. 177, p. 207-232, avr. 1987, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112087000922.
- [96] C. CHEVALIER, M. B. AMAR, D. BONN et A. LINDNER, "Inertial effects on Saffman-Taylor viscous fingering," *Journal of Fluid Mechanics*, t. 552, p. 83-97, avr. 2006, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112005008529.

- [97] M. KAPITZ, F. REINKER et S. aus der WIESCHE, "Viscous fingering and heat transfer during boiling in a Hele-Shaw cell," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, t. 67, p. 18-23, 1^{er} oct. 2015, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2014.12.013.
- [98] J. R. SIMÕES-MOREIRA, "Oblique evaporation waves," *Shock Waves*, t. 10, n° 4, p. 229-234, 1^{er} sept. 2000, ISSN : 1432-2153. DOI : 10.1007/s001930000050.
- [99] E. HAHNE et G. BARTHAU, "Evaporation waves in flashing processes," *International Journal of Multiphase Flow*, t. 26, n° 4, p. 531-547, 1^{er} avr. 2000, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/S0301-9322(99)00031-2.
- [100] J. SHEPHERD et B. STURTEVANT, "Rapid Evaporation at the Superheat Limit," *Journal of Fluid Mechanics*, n° 121, p. 379-402, 1982.
- [101] J. R. SIMÕES-MOREIRA et J. E. SHEPHERD, "Evaporation waves in superheated dodecane," *Journal of Fluid Mechanics*, t. 382, p. 63-86, mar. 1999, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112098003796.
- [102] M. A. GROLMES et H. K. FAUSKE, "Axial propagation of free surface boiling into superheated liquids in vertical tubes," Argonne National Lab., Ill. (USA), CONF-740925-5, 1^{er} jan. 1974.
- [103] E. POHLHAUSEN, "Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner reibung und kleiner Wärmeleitung," *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, t. 1, n° 2, p. 115-121, 1921, ISSN : 1521-4001. DOI : 10.1002/zamm.19210010205.
- [104] X. LIU, X. ZHANG et J. MIN, "Spreading of droplets impacting different wettable surfaces at a Weber number close to zero," *Chemical Engineering Science*, t. 207, p. 495-503, 2 nov. 2019, ISSN : 0009-2509. DOI : 10.1016/j.ces.2019.06.058.
- [105] D. A. BURZYNSKI et S. E. BANSMER, "Droplet splashing on thin moving films at high Weber numbers," *International Journal of Multiphase Flow*, t. 101, p. 202-211, 1^{er} avr. 2018, ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.01.015.
- [106] V. I. KUSHCH, A. S. SANGANI, P. D. M. SPELT et D. L. KOCH, "Finite-Weber-number motion of bubbles through a nearly inviscid liquid," *Journal of Fluid Mechanics*, t. 460, p. 241-280, juin 2002, ISSN : 1469-7645, 0022-1120. DOI : 10.1017/S0022112002008145.
- [107] L. LIU, H. YAN et G. ZHAO, "Experimental studies on the shape and motion of air bubbles in viscous liquids," *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 62, p. 109-121, 1^{er} avr. 2015, ISSN : 0894-1777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2014.11.018.
- [108] A. A. CASTREJÓN-PITA, J. R. CASTREJÓN-PITA et I. M. HUTCHINGS, "Breakup of Liquid Filaments," *Physical Review Letters*, t. 108, n° 7, p. 074506, 17 fév. 2012, ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.074506.
- [109] Y. CHENG, Y. SHEN, D. LIU, J. XU et Y. SUI, "Numerical analysis of bubble bursting at the liquid surface by wave propagation," *International Journal of Thermal Sciences*, t. 152, p. 106341, 1^{er} juin 2020, ISSN : 1290-0729. DOI : 10.1016/j.ijthermalsci.2020.106341.

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE A

MODÈLE DE RAYLEIGH ÉQUIVALENT

Le modèle de Rayleigh classique prédit la dynamique de croissance d'une bulle à symétrie sphérique, dans un milieu liquide uniformément surchauffé. Afin de comparer ce modèle à l'expérience dans les conditions des présents travaux, un modèle équivalent, considérant une bulle à symétrie cylindrique, est développé dans cette annexe.

Soit une bulle cylindrique de rayon R , immergée dans un liquide, telle que représentée sur la figure A.1.

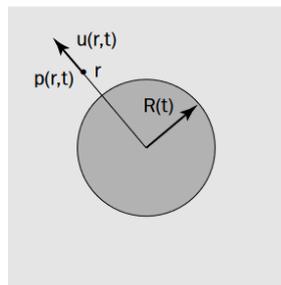


FIGURE A.1 – Schéma d'une bulle cylindrique immergée dans un liquide

En tout point, la vitesse d'une particule de liquide est notée \mathbf{u} . La vitesse tangentielle à la bulle est considérée nulle : en coordonnées cylindriques, \mathbf{u} peut être exprimée par l'équation A.1, en tout point du liquide éloigné du centre de la bulle d'une distance r .

$$\mathbf{u} = u_r(r, t) \mathbf{e}_r \quad (\text{A.1})$$

où \mathbf{e}_r est le vecteur unitaire radial et u_r la composante radiale de la vitesse du liquide. Le liquide étant considéré incompressible, la conservation de la masse permet d'écrire (équation A.2) :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \Leftrightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r) = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\Leftrightarrow u_r(r, t) = \frac{A(t)}{r} \quad (\text{A.3})$$

L'expression de la vitesse de l'interface de la bulle ($r = R$), $u_r(r = R) = dR/dt$ permet de déterminer la constante d'intégration $A(t)$. La composante u_r peut ainsi être exprimée selon l'équation A.4.

$$u_r(r, t) = \frac{R}{r} \frac{dR}{dt} \quad (\text{A.4})$$

D'autre part, la conservation de la quantité de mouvement, appliquée au cas présent et exprimée en coordonnées cylindriques, mène à l'équation A.5.

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_L} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{A.5})$$

où ρ_L est la masse volumique du liquide et p la pression.

Finalement, les termes de gauche de l'équation A.5 peuvent être déterminés par dérivation de l'expression de u_r obtenue dans l'équation A.4. Ainsi, à l'interface de la bulle ($r = R$), l'équation devient (équation A.6) :

$$\frac{1}{R} \left(\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \frac{d^2 R}{dt^2} \right) - \frac{1}{R^3} \left(R \frac{dR}{dt} \right)^2 = -\frac{1}{\rho_L} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{A.6})$$

$$\Leftrightarrow \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{1}{\rho_L} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{A.7})$$

En première approximation, le terme de droite de l'équation A.7 est considéré constant dans le temps. L'intégration de cette équation permet donc de conclure à une solution de la forme $R \sim t^2$.

Résumé : Les bulles observées lors de la vaporisation subatmosphérique de l'eau se comportent de manière très atypique en comparaison au cas atmosphérique (plusieurs centimètres de diamètre, forme de champignon). Dans un canal vertical confiné partiellement rempli de liquide, la croissance d'une bulle est suivie de la rupture de son interface après interaction avec la surface libre. La croissance et l'éclatement de la bulle forment, sur les parois du canal, un film liquide. Il a été montré précédemment que l'évaporation de ce film est à l'origine de la majorité des transferts thermiques avec le fluide secondaire (utilisé pour fournir l'énergie nécessaire à la vaporisation). Ainsi, la maximisation de la surface de ce film permettrait la maximisation de la surface d'échange de chaleur par évaporation et donc l'amélioration des transferts thermiques. L'objectif de cette thèse est d'approfondir la compréhension du comportement des bulles dans ce canal et de leur impact sur le mouillage. Un programme automatisé a été développé dans le but d'exploiter les enregistrements par caméra rapide (obtenus lors d'une campagne expérimentale antérieure) et de mesurer les quantités physiques caractérisant la bulle et le film liquide, permettant une étude phénoménologique des bulles. Des perturbations d'interface comme la *digitation* ou les *fronts d'évaporation*, observées dans certaines conditions, ont également été classifiées et analysées (la *digitation* en particulier, utilisant les résultats d'une nouvelle campagne expérimentale). L'impact des bulles (perturbées et non perturbées) sur le mouillage a ensuite été évalué dans une analyse préliminaire.

Mots clés : éclatement de bulles, ébullition confinée, dendrites, digitation, basse pression, analyse dimensionnelle

Abstract : Bubbles observed during subatmospheric water vaporisation behave in a very atypical way, in comparison with the atmospheric case (mushroom-shaped, several centimeters of diameter). In a vertical narrow channel partially filled with liquid, the nucleation and growth of a bubble is followed by the rupture of its interface after interacting with the free surface. When a bubble grows and bursts, a liquid film is created on the walls. It has been recently shown that the vaporisation of this film is responsible for most of the heat transfers with the secondary fluid (used to supply the energy for the vaporisation process). Thus, the maximisation of the surface of this film would allow to maximise the surface of heat exchange by vaporisation, consequently improving the heat transfer. The objective of this thesis is to gain a better understanding of the behaviour of the bubbles in such a channel and their impact on the wetting. An automated software has been developed to exploit high-resolution camera recordings (obtained during a previous series of experiments) and measure the physical quantities characterising the bubble and the liquid film, allowing a phenomenological study of the bubble growth and bursting. Interface perturbations such as *fingering* or *evaporation waves*, observed under certain conditions, have also been classified and analyzed (especially *fingering*, using the results of new experiments). The impact of the bubbles (perturbed and unperturbed) on wetting was then evaluated in a preliminary analysis.

Keywords : bubble burtsing, confined boiling, dendrites, fingering, low pressure, dimensional analysis