

SPIM

Thèse de Doctorat

UFC

école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

THESE présentée par

Victor CARVALHO

pour obtenir le

Grade de Docteur de
L'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Énergétique**

Mise en œuvre de méthodes optiques de vélocimétrie 2D et 3D appliquées à l'étude de l'effet Marangoni autour d'une bulle unique

Unité de recherche :
Institut FEMTO-ST, département ENERGIE

Soutenue le 18 décembre 2014 devant : le Jury

M. PROVANSAL
G. POLIDORI
C. REYNARD-CARETTE
Y. BAILLY
M. BARTHES
V. LEPILLER

Président de jury
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Encadrante de thèse
Encadrante de thèse

PU, IRPHE, UMR CNRS 6594
PU, GRESPI, EA 4301
MCF, IM2NP, UMR CNRS 7334
PU, FEMTO-ST, UMR CNRS 6174
MCF, FEMTO-ST, UMR CNRS 6174
MCF, FEMTO-ST, UMR CNRS 6174

Marseille
Reims
Marseille
Belfort
Belfort
Belfort

Résumé

La convection de Marangoni est un phénomène hydrodynamique qui apparaît en présence d'un gradient de tension de surface le long d'une interface entre deux fluides non miscibles. Il est possible de voir apparaître cette convection, dans les échangeurs de chaleur avec changement de phase, autour des bulles de vapeur. Cependant, la convection de Marangoni a longtemps été négligée devant les autres phénomènes intervenant dans le transfert de chaleur. A l'ère de la miniaturisation, il devient impossible de négliger cette micro convection.

Le but de cette thèse est donc de caractériser la dynamique d'écoulement de la convection de Marangoni autour d'une bulle. La première partie présente les résultats 2D obtenus autour d'une bulle d'air en présence d'un gradient de température. Ce cas est plus simple à mettre en œuvre et permet ainsi de se familiariser avec la convection de Marangoni. La seconde partie porte cette fois ci sur l'étude bidimensionnelle de cette convection autour d'une bulle de vapeur. Les résultats ont montrés que le phénomène devenait très rapidement tridimensionnel. La dernière partie présente donc une méthode de mesure optique 3D innovatrice qui permet de connaître la dynamique de l'écoulement dans les trois dimensions et les trois composantes.

Abstract

The Marangoni convection is a phenomenon that appears in the presence of a tension surface gradient along an interface between two immiscible fluids. It is possible to observe that appear convection around vapor bubbles in the heat exchangers with the phase change. However, the Marangoni convection has been neglected to other phenomena involved in the heat transfer. In the age of miniaturization, it becomes impossible to overlook this micro convection.

The aim of this thesis is to characterize the dynamics of Marangoni convection around a bubble. The first part deals with the 2D results around an air bubble in the presence of a temperature gradient. This case is easier to implement and allows having a better knowledge with the Marangoni convection. The second part focuses on the two-dimensional study of the convection around a vapor bubble. The results showed that the phenomenon quickly became three-dimensional. The last section therefore presents a method for measuring optical innovative 3D3C.

Remerciements

Pour commencer je tiens à remercier Philippe Nika de m'avoir permis de réaliser mon doctorat au sein du département ENERGIE de l'institut FEMTO-ST et François Lanzetta de m'avoir accueilli dans l'équipe MIE.

Je remercie profondément mon directeur de thèse Yannick Bailly et mes deux encadrantes Magali Barthès et Valérie Lepiller pour m'avoir guidé et accompagné tout au long de cette expérience. Merci d'avoir partagé avec moi votre expérience, de m'avoir conseillé. Ce fut un réel plaisir de travailler à vos côtés.

J'adresse également un grand merci à tous ceux que j'ai côtoyé durant les années passées au FEMTO-ST. En particulier Raynal, François et David pour toutes leurs blagues, Emeline pour sa gentillesse et sa pointe de féminité parmi ce monde de macho et Gigi pour tous ses conseils avisés. Je n'oublierai pas Alex et Kevin avec qui nous avons partagé de bons moments dans nos bureaux et en dehors.

Un très grand merci à ma maman, Ka et Céline de m'avoir supporté à la maison durant ces années. Merci Lionel et Gilbert pour ces moments de détente nécessaires au badminton, pendant les randos VTT ou encore devant la console ! Je remercie Marlène, Sandrine, Mary pour votre soutien quand mon moral n'était pas au beau fixe. Valentin et Gwen, je vous remercie pour toutes ces soirées passées ensemble où vous m'avez harcelé de questions liées à mes travaux de thèse. Nathalie et Hubert, je vous suis reconnaissant de m'avoir guidé vers où je suis aujourd'hui.

Laure-Emilie, je te remercie de m'avoir tiré vers le haut, sans toi je n'aurai jamais pu aller aussi loin. Claire, je te remercie de m'avoir soutenu durant cette dernière année et de m'avoir remotivé quand je commençais à douter. Je vous exprime toute ma gratitude à vous deux, mes muses, pour toute l'inspiration que vous m'avez apportée.

Pour finir, à mes amis d'enfance avec qui j'ai grandi je tiens à leur dire : on n'est pas condamné à l'échec !!!

A mon papa.

Nomenclature

C_p : capacité thermique massique ($J.K^{-1}$)

CCD : Charge-Coupled Device

β : coefficient de dilation thermique (K^{-1})

c : concentration ($mol.L^{-1}$)

λ : conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)

g : constante gravitationnelle

D : diamètre (m)

σ : déviation standard

α : diffusivité thermique ($m^2.s^{-1}$)

a : dimension moléculaire (m)

h : hauteur (m)

HSV : Hue Saturation Value

U : énergie de cohésion (J)

L_b : longueur capillaire (m)

L_c : longueur caractéristique (m)

λ : longueur d'onde (m)

ρ : masse volumique ($kg.m^{-3}$)

ΔT_{ssr} : Niveau de sous refroidissement ($^{\circ}C$)

Bo : nombre de Bond

Ma : nombre de Marangoni

Nu : nombre de Nusselt

Pr : nombre de Prandtl

Ra : nombre de Rayleigh

k : ordre de diffraction

PIV : Particle Image Velocimetry

PTV : Particle Tracking Velocimetry

p : périmètre (m)

PVC : polychlorure de vinyle

E : potentiel électrique (V)

P : pression (Pa)

z : profondeur (m)

PID : Proportionnel Integral Dérivé

RVV : Rainbow Volume Velocimetry

R : rayon (m)

RGB : Red Green Blue

T : température ($^{\circ}C$)

t : temps (s)

TTL : Transistor-Transistor Logic

σ : tension de surface ($N.m^{-1}$)

μ : viscosité dynamique (Pa.s)

U_s : vitesse interfaciale ($m.s^{-1}$)

Table des matières

Résumé	3
Abstract	3
Remerciements	4
Nomenclature	6
Table des illustrations.....	10
Introduction générale.....	16
Chapitre 1 : Synthèse bibliographique	19
1.1. Ébullition nucléée.....	19
1.1.1. Interface et tension de surface	19
1.1.2. Ébullition et évaporation	22
1.1.3. Mécanismes de l'ébullition nucléée à bulles séparées	26
1.2. Convection de Marangoni	28
1.2.1. Principe et origine	28
1.2.2. Création de l'interface liquide-gaz ou liquide-vapeur.....	33
1.2.3. Méthodes de visualisation optiques utilisées pour l'étude de la convection de Marangoni	35
1.2.4. Mécanismes de la convection de Marangoni autour d'une bulle	40
1.2.5. Conclusion.....	55
1.3. Etat de l'art des méthodes de vélocimétrie optique 3D.....	56
1.3.1. Méthodes 2D transposées.....	56
1.3.2. Méthodes 3D réelles.....	61
1.4. Conclusion.....	64
Chapitre 2 : Dispositifs expérimentaux	66
2.1. Choix du système physique.....	66
2.1.1. Bulle unique	66
2.1.2. Configuration de la cellule pour la génération de la bulle	67
2.2. Choix du fluide de travail.....	69
2.2.1. Critères de sélection	69
2.2.2. Propriétés des fluides sélectionnés	71
2.3. Description du banc d'essai dans le cas de la bulle d'air	72

2.3.1.	Thermocouples	73
2.3.2.	Système de chauffage pour la mise en place du gradient de température	74
2.3.3.	Géométrie de la cellule.....	74
2.3.4.	Génération de la bulle d'air	75
2.3.5.	Conditions opératoires.....	76
2.4.	Description du banc d'essai dans le cas de la bulle de vapeur	77
2.4.1.	Thermocouples	78
2.4.2.	Vase d'expansion	78
2.4.3.	Système de chauffage du bain liquide.....	79
2.4.4.	Élément chauffant et surface de nucléation.....	80
2.4.5.	Géométrie de la cellule.....	81
2.4.6.	Génération de la bulle de vapeur	81
2.4.7.	Conditions opératoires.....	82
2.5.	Méthodes de mesure utilisées.....	84
2.5.1.	Ombroscopie	84
2.5.2.	Système PTV	85
2.6.	Méthode Rainbow Volume Velocimetry (RVV)	89
2.6.1.	Présentation de la méthode RVV	89
2.6.1.5.	Programme de traitement des images RVV	96
2.6.1.9.	Dispositif d'étalonnage de la méthode RVV.....	103
2.7.	Conclusion.....	104
Chapitre 3 : Résultats expérimentaux.....		105
3.1.	Etude théorique de l'influence des paramètres.....	105
3.1.1.	Longueur caractéristique	105
3.1.2.	Influence des différents paramètres expérimentaux sur les grandeurs adimensionnées	107
3.2.	Premier cas : bulle d'air	110
3.2.1.	Ombroscopie	110
3.2.2.	PTV	113
3.3.	Second cas : bulle de vapeur	117
3.3.1.	Ombroscopie	117
3.3.2.	PTV	121
3.3.3.	Discussion	128

3.4.	Validation du programme RVV	128
3.4.1.	Programme de génération d'images de particules couleurs	128
3.4.2.	Utilisation du programme RVV sur les images synthétiques	131
3.4.3.	Conclusions et perspectives sur l'utilisation du programme RVV	133
3.5.	L'étalonnage de la méthode RVV	134
3.5.1.	Images RVV	134
3.5.2.	Courbe d'étalonnage	135
3.5.3.	Discussion	136
Conclusion.....		137
References		140

Table des illustrations

Figure 1 : Schéma des interactions entre les molécules au sein d'un liquide et au niveau d'une interface _____	20
Figure 2 : (a) Représentation d'une bulle sphérique d'un fluide B dans un fluide A ; (b) Schématisation d'une interface entre un fluide A et B et de ses rayons de courbure principaux _____	21
Figure 3 : Courbe caractéristique des régimes d'ébullition. Évolution de la densité de flux en fonction de la différence de température de paroi et de la température de saturation du liquide [21] _____	25
Figure 4 : Mécanismes de l'ébullition nucléée par bulle séparée _____	26
Figure 5 : Schéma descriptif du gradient de tension de surface s'exerçant au niveau d'une interface liquide-vapeur _____	28
Figure 6 : Croissance d'une bulle dans un liquide dégazé (a) et dans un liquide non dégazé pour des conditions de température et de pression identiques [10] _____	33
Figure 7 : Génération de bulles de vapeur sur un fil chaud [80] _____	34
Figure 8 : Génération de bulle sur un élément chauffant [20] _____	35
Figure 9 : Schéma du principe de l'interférométrie de Michelson _____	36
Figure 10 : Schéma du principe de l'ombroscopie _____	37
Figure 11 : Schéma du principe de la méthode PIV [12] _____	38
Figure 12 : Principe de la méthode PTV [13] _____	39
Figure 13 : A gauche, interferogramme de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone pour $Ma = 2552$ et un gradient de température de $3,5\text{ }^{\circ}\text{C/cm}$; A droite, image des cristaux liquides emportés par la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone pour $Ma = 598$ et un gradient de température de $3,2\text{ }^{\circ}\text{C/cm}$ [82] _____	40
Figure 14 : Régime stationnaire de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone vu du dessus [70] _____	41
Figure 15 : Représentation de l'onde azimutale du régime oscillatoire tridimensionnel [19] _____	42
Figure 16 : Représentation des modes asymétrique et symétrique des ondes azimutales [19] _____	42
Figure 17 : A droite, vue de dessus dans un plan horizontal d'un mode symétrique de nombre d'onde égal à 2 ; A gauche vues simultanées du dessus et de côté d'un mode asymétrique de nombre d'onde égal à 3 [70] _____	43

Figure 18 : Séquence d'interferogrammes montrant le mode symétrique (a) et le mode asymétrique (b) [68]	43
Figure 19 : Séquence d'interferogrammes présentant le régime oscillatoire axisymétrique [19]	44
Figure 20 : Mise en évidence du rouleau primaire (1) et secondaire (2) autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone [19]	45
Figure 21 : Mise en évidence expérimentalement de la diminution du diamètre du rouleau primaire et secondaire lors de l'augmentation du gradient de température [66]	45
Figure 22 : Mise en évidence numériquement de la diminution du diamètre des rouleaux primaire et secondaire lors de l'augmentation du gradient de température [45]	46
Figure 23 : Courbes de seuil de déclenchement des instabilités oscillatoires autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone et dans du FC-72 : gradient de température en fonction du rayon de déclenchement [69]	47
Figure 24 : Images d'ombroscopie présentant les différents régimes de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur de FC-72 [9]	49
Figure 25 : Interferogrammes par séparations horizontale (gauche) et verticale (droite) dans le cas d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone [66]	51
Figure 26 : Lignes de courant (partie gauche de l'image) et isotherme (partie droite de l'image) pour deux nombres de Marangoni (a) $Ma = 14280$ et (b) $Ma = 36120$ obtenues par étude numérique [44]	51
Figure 27 : Représentation de l'influence du nombre de Marangoni (noté Mg) sur l'évolution de la température à l'interface, résultats obtenus à partir d'interferogrammes [66]	52
Figure 28 : évolution des transferts de chaleur (Nu) en fonction de l'évolution de la convection de Marangoni (Ma) pour différentes configurations [77]	53
Figure 29 : Évolution de transfert thermique en fonction du temps pour différents niveaux de sous refroidissement [20]	54
Figure 30 : Comparaison du transfert de chaleur dû à la convection de Marangoni (Boiling) et dû à la convection naturelle (Natural Convection) en fonction de la température [54]	54
Figure 31 : Schéma de principe de fonctionnement de la méthode de stéréoscopie	57
Figure 32 : Schéma de principe de la méthode de stéréoscopie par translation	58
Figure 33 : Schéma de principe de la méthode de stéréoscopie par rotation	59
Figure 34 : Schéma de principe de l'holographie	61
Figure 35 : Schéma de principe de la méthode de tomographie multi-raies [64]	62

Figure 36 : Schéma de principe de la méthode de tomographie multiple à volume de lumière parallèle [28]	63
Figure 37 : Gradient de couleurs obtenu par Ruck [72]	64
Figure 38 : Les différentes configurations possibles	69
Figure 39 : Photo du banc expérimental utilisé pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air	73
Figure 40 : Photo d'un thermocouple réalisé et étalonné à l'institut FEMTO-ST	73
Figure 41 : Schéma du système permettant de mettre en place le gradient de température au sein de la cellule de mesure	74
Figure 42 : Photo de la cellule de mesure utilisée pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air vue de côté (à gauche) et vue du dessus (à droite)	75
Figure 43 : Schéma (A) et photo (B) du système d'injection de bulle d'air	76
Figure 44 : Photo du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur	77
Figure 45 : Schéma du peigne à thermocouples	78
Figure 46 : Principe de fonctionnement du vase d'expansion	79
Figure 47 : Photo du montage des résistances chauffantes du bain liquide	79
Figure 48 : Schéma descriptif de l'élément chauffant	80
Figure 49 : Photo de la cellule d'ébullition	81
Figure 50 : Schéma du site artificiel de nucléation	82
Figure 51 : Photo (A) et géométrie (B) du site artificiel de nucléation	82
Figure 52 : Schéma du système d'ombroscopie	84
Figure 53 : Schéma du montage optique utilisé pour créer la nappe lumineuse du système PTV	86
Figure 54 : Chronogramme pour l'acquisition d'une paire d'image	87
Figure 55 : Décomposition de la lumière blanche	89
Figure 56 : Schéma du volume polychromatique éclairant des particules d'ensemencement	90
Figure 57 : Procédure pour retrouver le déplacement suivant z de la particule [50]	91
Figure 58 : Principe de la méthode RVV	92
Figure 59 : Schéma du réseau blazé à échelle	93
Figure 60 : Principe du tri-CCD	95
Figure 61 : Sensibilité de la camera suivant les trois composantes colorimétriques	95
Figure 62 : Algorithme général du traitement RVV	96

Figure 63 : Schéma de l'algorithme de pré-traitement	97
Figure 64 : Fonction Gaussienne 2D : $G(x, y)$	98
Figure 65 : Fonction Gaussienne discrétisée	98
Figure 66 : Exemple de traitement de seuillage sur une image	99
Figure 67 : Algorithme d'identification	100
Figure 68 : Exemple de labellisation de matrice	100
Figure 69 : Structure de liaison des pixels	101
Figure 70 : Principe de recherche de particule	101
Figure 71 : Algorithme d'obtention de Z	102
Figure 72 : Principe de l'obtention de la valeur de la composante z	103
Figure 73 : Photo du dispositif d'étalonnage de la méthode RVV	103
Figure 74 : Schéma de l'ellipse	106
Figure 75 : Évolution du nombre de Marangoni et de Rayleigh en fonction de la température du liquide à l'infini pour une longueur caractéristique égale à 0,89 mm	108
Figure 76 : Évolution du nombre de Bond en fonction de la température du liquide à l'infini pour une longueur caractéristique égale à 0,89 mm	108
Figure 78 : Évolution du nombre de Bond en fonction de la longueur caractéristique pour une température de liquide à l'infini de 20,6 °C	110
Figure 79 : Séquence d'ombroscopie présentant le cycle d'une particule dans un vortex de convection de Marangoni en régime oscillatoire. Pas de temps : 0,08 s ; $T_c = 36,2 \pm 0,2$ °C ; $T_f = 29,6 \pm 0,2$ °C ; $D_{bulle} = 6,7 \pm 0,1$ mm.	111
Figure 80 : Courbe de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni pour l'huile de silicone Bluesil 41V0.65	112
Figure 81 : Comparaison des courbes de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni obtenus dans la littérature et notre étude	113
Figure 82 : Exemples de champs de vecteurs vitesses obtenus par la méthode PTV, pour un écart de température égal à 4,8 ± 0,2 °C (A), 8,7 ± 0,2 °C (B), 10,9 ± 0,2 °C (C) et 12,5 ± 0,2 °C (D)	114
Figure 83 : Agrandissement de l'exemple (C) de la Figure 82.	115
Figure 84 : Évolution de la vitesse maximale des rouleaux en fonction du diamètre pour différents gradients de température dans le cas de la bulle d'air.	116
Figure 85 : Séquence d'images d'ombroscopie présentant les différents régimes de la convection de Marangoni : (A) stationnaire, (B) oscillatoire tridimensionnel et (C)	

oscillatoire axisymétrique et complexe. Le temps entre les deux images est de 0,88 s. La puissance de chauffe est de $1,62 \pm 0,19$ W et le niveau de sous refroidissement est de $20,9 \pm 0,2$ °C	117
Figure 86 : Évolution du ratio D/h lors du changement de régime en fonction du niveau de sous refroidissement	118
Figure 87 : Exemples de ratio D/h en régime stationnaire (A), en régime oscillatoire symétrique (B) et en régime oscillatoire asymétrique (C)	119
Figure 88 : Courbe de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni pour le FC-72 pour une puissance de $1,62 \pm 0,19$ W	119
Figure 89 : Comparaison des courbes de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni pour le FC-72 pour une puissance de $1,62 \pm 0,19$ W et $1,24 \pm 0,08$ W [9]	120
Figure 90 : Exemples de champs de vecteurs vitesses obtenus par la méthode PTV, pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et $\Delta T_{ssr} = 19,2 \pm 0,2$ °C; $D_{bulle} = 1,5 \pm 0,1$ mm; régime stationnaire (A), $\Delta T_{ssr} = 24,6 \pm 0,2$ °C; $D_{bulle} = 2,2 \pm 0,1$ mm; régime oscillatoire (B), $\Delta T_{ssr} = 19,3 \pm 0,2$ °C; $D_{bulle} = 2,9 \pm 0,1$ mm; régime oscillatoire (C) et $\Delta T_{ssr} = 18,7 \pm 0,2$ °C; $D_{bulle} = 1,9 \pm 0,1$ mm; régime oscillatoire (D)	121
Figure 91 : Agrandissement d'un champ de vecteurs vitesses sur un rouleau convectif autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement égal à $18,72 \pm 0,2$ °C	122
Figure 92 : Comparaison des champs de vitesse obtenus par PTV et des images d'ombroscopie pour des conditions opératoires identiques: (A) régime stationnaire ; (B) régime oscillatoire	123
Figure 93 : Exemple de profil de vitesse horizontale des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime stationnaire, autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement de $19,2 \pm 0,2$ °C	124
Figure 94 : Exemple de profil de vorticité des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime stationnaire autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement égal à $19,2 \pm 0,2$ °C	125
Figure 95 : Exemple de profil de vitesse horizontale des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime oscillatoire, autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement de $18,7 \pm 0,2$ °C	125

Figure 96 : Exemple de profil de vorticité des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime oscillatoire autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement de $18,7 \pm 0,2$ �C	126
Figure 97 : �volution de la vitesse maximale en fonction du diamètre pour un niveau de sous refroidissement de $39,7 \pm 0,6$ �C (A), de $37,8 \pm 0,4$ �C (B), de $35,8 \pm 0,5$ �C (C), de $34,2 \pm 0,5$ �C (D), de $31,8 \pm 0,6$ �C (E) et de $30,2 \pm 0,5$ �C (F)	127
Figure 98 : Paire d'images de taille 200�200 pixels contenant 100 particules de diamètre 5 pixels et subissant un déplacement $(x, y, z) = (3, 6, 10)$ pixels	130
Figure 99 : Paire d'images de taille 200�200 pixels contenant 200 particules de diamètre 3 pixels et subissant un déplacement $(x, y, z) = (3, 6, 10)$ pixels	130
Figure 100 : Champs de vecteurs vitesses obtenus par le programme RVV (vert) et réel (bleu) pour le cas 1 du Tableau 7.	131
Figure 101 : Champs de vecteurs vitesses obtenus par le programme RVV (vert) et réel (bleu) pour le cas 2 du Tableau 7.	132
Figure 102 : Champs des vecteurs vitesses obtenus par le programme RVV (vert) et réel (bleu) pour le cas 3 du Tableau 7.	133
Figure 103 : Vue du dessus du cube de résine éclairé par la nappe Arc-en-Ciel	134
Figure 104 : Images des particules du cube de résine éclairées par la nappe arc-en-ciel pour un déplacement dans la profondeur égale à $3,0 \pm 0,1$ mm (A), $6,0 \pm 0,1$ mm (B), $12,0 \pm 0,1$ mm (C) et $18,0 \pm 0,1$ mm (D)	135
Figure 105 : Courbe d'étalonnage de la méthode RVV	136

Introduction générale

A l'ère de la miniaturisation, les systèmes de transferts de chaleur ne sont pas épargnés. Il est donc indispensable d'améliorer nos connaissances et la compréhension des phénomènes présents à plus petite échelle, jusqu'à présent négligés par rapport aux phénomènes dominants à grande échelle (telle que la convection naturelle). Parmi ces phénomènes à plus petite échelle, nous retrouvons la convection de Marangoni qui est une instabilité qui apparaît au niveau des interfaces, comme par exemple des bulles de vapeur dans les échangeurs de chaleur avec changement de phase. Par ailleurs, cette convection présente un intérêt particulier dans le cas des systèmes de refroidissement dans le domaine de l'aérospatiale puisqu'elle ne dépend pas de la gravité.

Les difficultés liées à l'étude de ce phénomène autour de bulles de vapeur, en fait un phénomène aujourd'hui encore mal connu. En effet, il est difficile d'observer le phénomène autour d'une bulle sans que le phénomène d'une autre bulle à proximité interfère. De plus, la dynamique de croissance d'une bulle de vapeur rend l'observation encore plus difficile. Différentes équipes de recherche se sont donc focalisées sur le cas sans changement de phase, c'est-à-dire avec injection d'une bulle d'air en présence d'un gradient de température. Cette configuration permet ainsi de pallier à ces problèmes. Dans cette thèse, nous avons décidé d'étudier la convection de Marangoni pour deux cas différents : la bulle d'air injectée en présence d'un gradient de température, puis la bulle de vapeur unique.

Ce travail de thèse a été effectué au sein de l'équipe MIE (Mesure et Instrumentation en Énergétique) du département ENERGIE de l'institut FEMTO-ST. L'équipe MIE a pour objectif, entre autre, le développement de techniques de mesures dédiées à l'exploration des phénomènes physiques existant dans les systèmes énergétiques tel que les échangeurs de chaleur. Ceci lui apporte un savoir-faire dans l'utilisation de techniques de mesures très variées ainsi que dans les méthodes de traitement des données.

Parmi les nombreux savoir-faire de l'équipe MIE, nous nous sommes intéressés aux techniques de mesure thermique et optique des écoulements, ainsi que les méthodes de traitement des données liées à ces dernières (traitement des images, développement de modules sous Python).

Le manuscrit sur l'étude du comportement dynamique de la convection de Marangoni autour d'une bulle unique (de vapeur et d'air) en présence d'un gradient de température se présente sous trois chapitres :

➤ Premier chapitre

La première partie de ce chapitre rappelle les éléments de physique sur les interfaces, la tension de surface et l'ébullition. Pour cette dernière, nous avons décrit ses différents modes et les mécanismes de l'ébullition nucléée.

Dans la seconde partie, le principe et l'origine de la convection de Marangoni sont expliqués ce qui implique de définir certains nombres de contrôle adimensionnés. Ensuite, les principes de quelques méthodes de mesures de ce phénomène, rencontrées dans la littérature, sont expliqués. Puis, l'état de l'art des études (expérimentales et numériques) sur les mécanismes de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air et une bulle de vapeur est réalisé.

Enfin dans la dernière partie, nous avons présenté les différentes méthodes de mesure optique qui permettent d'étudier des écoulements en trois dimensions. La méthode que nous avons choisi de mettre en œuvre pour l'étude de la convection de Marangoni tridimensionnelle sera exposée dans cette partie.

➤ Second Chapitre

Ce chapitre est consacré à la description des dispositifs expérimentaux utilisés pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air (premier dispositif) et autour d'une bulle de vapeur (second dispositif). Nous avons également présenté les méthodes de génération de

chacune des bulles qui permettent de créer et contenir une bulle unique. Nous avons également défini les critères de sélection des fluides de travail, ainsi que les conditions opératoires utilisées pour nos essais. Enfin, ce chapitre se termine avec la description des appareils et du code de traitement nécessaire à la méthode RVV (Rainbow Volume Velocimetry) ainsi que les modifications apportées à la méthode originelle.

➤ Troisième chapitre

La première partie de chapitre présente l'évolution des nombres de Marangoni et de Rayleigh caractérisant respectivement les forces thermocapillaires et les forces thermogravitationnelles en fonction des paramètres physiques utilisés. De plus une justification du choix de la longueur caractéristique de notre système que nous avons utilisé dans les calculs de nombres adimensionnés est présentée.

Les seconde et troisième parties présentent les résultats obtenus par nos méthodes de mesures (l'ombroscopie et la vélocimétrie par suivi de particules) pour l'étude autour de la bulle d'air et de vapeur. De ces résultats, nous avons obtenu les courbes de changement de régime de la convection de Marangoni, mais également les champs de vitesse autour de l'interface (liquide-gaz et liquide-vapeur).

La quatrième, et dernière partie, présente la validation du programme sur des images synthétiques. Ces images ont été générées afin de reproduire des images d'écoulements simples (translation) qui auraient pu être obtenues.

Chapitre 1 : Synthèse bibliographique

Dans ce premier chapitre, nous avons réalisé une étude bibliographique portant sur la convection de Marangoni autour d'une interface liquide-vapeur et liquide-gaz.

Nous rappellerons, dans cette première partie, les définitions d'une interface et d'une tension de surface. Puis, nous présenterons les différents modes d'ébullition. Enfin, nous nous intéresserons plus particulièrement au mécanisme de l'ébullition nucléée utilisée dans cette étude.

Le principe et l'origine de la convection de Marangoni seront traités dans la seconde partie de ce chapitre. Nous verrons aussi quelques nombres adimensionnés qui caractérisent la convection de Marangoni. Ensuite, les principes de quelques méthodes d'observation de ce phénomène rencontré dans la littérature seront présentés. Enfin, les mécanismes de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air et autour d'une bulle de vapeur seront exposés via une étude bibliographique des travaux expérimentaux et numériques.

1.1. Ébullition nucléée

1.1.1. Interface et tension de surface

1.1.1.1. Définitions générales

Lorsque deux fluides non miscibles (liquide et gaz par exemple) sont en contact, une interface apparaît. La tension de surface permet l'existence de cette interface car elle exerce une force d'opposition entre les deux fluides. Au sein du liquide, les molécules profitent d'interactions attractives avec toutes leurs voisines, elles sont dans un état « heureux » [29]. Au contraire, à

l'interface, elles perdent la moitié des interactions de cohésion, elles sont dans un état « malheureux » (cf. Figure 1). Au niveau de l'interface, une molécule perd la moitié de son énergie de cohésion, U . La tension de surface, σ , liée aux forces de cohésion qui s'exercent entre les molécules d'un fluide, mesure directement cette perte d'énergie par unité de surface. Nous avons donc :

$$\sigma \sim \frac{U}{2a^2} \quad (1)$$

Où a représente la dimension moléculaire et a^2 la surface exposée par la molécule.

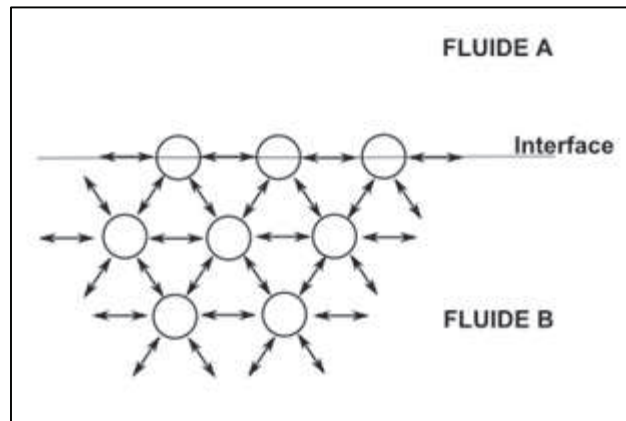


Figure 1 : Schéma des interactions entre les molécules au sein d'un liquide et au niveau d'une interface

La tension de surface dépend notamment de la nature chimique des fluides, de la pression et de la température. Pour des variations de températures modérées, nous pouvons utiliser l'équation linéaire suivante pour exprimer la dépendance de la tension de surface à la température [31] :

$$\sigma(T) = \sigma(T_0)[1 - b(T - T_0)] \quad (2)$$

Le coefficient b , de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1} K^{-1} , est positif, ce qui montre qu'une augmentation de la température entraîne une diminution de la tension de surface. Nous verrons plus loin dans ce chapitre que ces variations de température, ainsi que la nature chimique du fluide, peuvent induire des écoulements liés à l'effet Marangoni.

1.1.1.2. Bulle

Considérons une bulle sphérique constituée d'un fluide B de rayon R située dans un autre fluide A (cf. Figure 2a). Afin que la bulle puisse être en équilibre, il est nécessaire que l'intérieur de celle-ci soit en surpression par rapport à l'extérieur comme le montre la loi de Laplace :

$$P_A - P_B = 2 \frac{\sigma}{R} \quad (3)$$

avec P_A , la pression du fluide A et P_B , la pression du fluide B.

Dans le cas d'une surface quelconque entre les deux fluides, la loi de Laplace prend une forme plus générale :

$$P_A - P_B = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \sigma C \quad (4)$$

avec R_1 et R_2 les rayons de courbure principaux de la surface au point considéré (cf. Figure 2b). Nous notons C la courbure moyenne de l'interface.

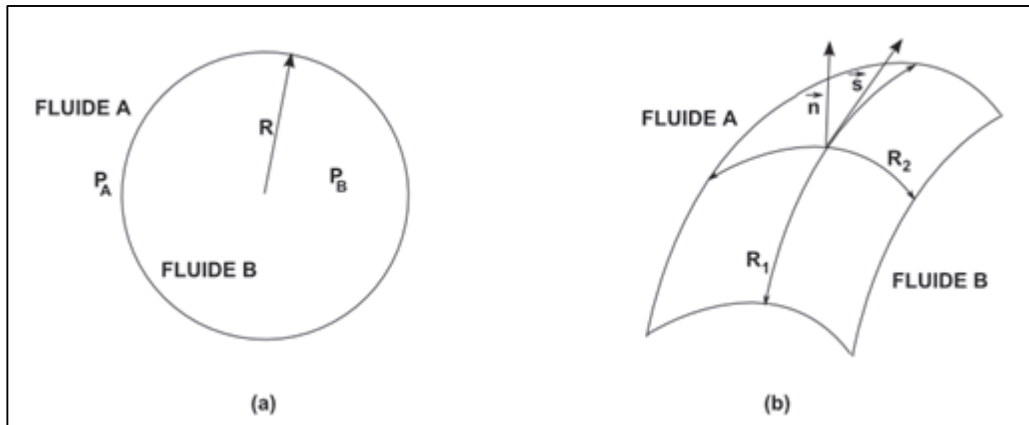


Figure 2 : (a) Représentation d'une bulle sphérique d'un fluide B dans un fluide A ; (b) Schématisation d'une interface entre un fluide A et B et de ses rayons de courbure principaux

La loi de Laplace intervient dans la formation des bulles lors de l'ébullition. Cette équation nous montre que, plus le rayon de la sphère est petit, plus la différence de pression est élevée. Faire apparaître des bulles de vapeur à la température normale d'ébullition nécessiterait donc

une différence de pression très élevée entre l'intérieur de la bulle et le fluide environnant au moment de la formation de la bulle. pour une bulle de diamètre $1\text{ }\mu\text{m}$, la différence de pression est de 3,1 *bar* [31].

1.1.2. Ébullition et évaporation

1.1.2.1. Différence entre l'ébullition et l'évaporation

1.1.2.1.1. L'évaporation

A l'interface entre un liquide et un gaz, il est possible d'observer un transfert de masse et d'énergie, appelé *évaporation*, qui est régi par un gradient de pression partielle de vapeur entre le liquide et un gaz. Ce processus est possible lorsque la pression partielle de la vapeur est inférieure à la pression de vapeur saturante et que celle-ci est également inférieure à la pression totale du gaz. Dans ces conditions, une partie des molécules à l'état liquide passent à l'état gazeux (transfert de masse). L'énergie nécessaire à l'évaporation correspondant à la chaleur latente provoque un refroidissement du liquide (transfert d'énergie). La vitesse du mécanisme dépend du renouvellement du gaz et de l'écart de pression partielle entre la vapeur à la surface du liquide et le gaz.

1.1.2.1.2. L'ébullition

Lorsqu'il y a un apport d'énergie trop important, l'évacuation de la vapeur devient impossible par l'interface seule. Nous observons donc l'apparition de bulle dans le liquide : c'est l'*ébullition*. Afin que cela se produise, il est nécessaire que la température du liquide soit supérieure à la température de saturation (*ébullition surchauffée*). Dans le cas où la température du liquide est localement supérieure à la température de saturation alors que le reste du liquide est à une température inférieure, nous parlerons d'*ébullition sous refroidie* ou locale. Comme nous l'avons vu précédemment (1.1.1), la différence de tension de surface entre la phase liquide et la phase vapeur engendre une surpression à l'intérieur des bulles. Il devient donc plus facile pour le liquide de se vaporiser en augmentant la taille de la bulle plutôt que de produire une nouvelle bulle. La bulle va donc atteindre un diamètre critique avant de se détacher du site de nucléation et ainsi provoquer la création d'une nouvelle bulle.

Nous allons maintenant voir la nucléation qui correspond au processus de formation des premiers germes de bulle de vapeur dans un liquide.

1.1.2.2. Ébullition

La nucléation est le processus de formation des germes de bulle de vapeur dans la phase liquide. Cela implique la séparation des molécules du liquide et donc un apport énergétique. Il existe deux types de nucléation : *homogène* et *hétérogène*. La nucléation est dite homogène si elle a lieu au sein de la phase liquide, et hétérogène si elle apparaît au contact d'un corps solide.

1.1.2.2.1. Nucléation homogène

Des fluctuations locales de température et de pression qui provoquent une variation de densité induisent des fluctuations d'énergie au sein de la phase liquide. Une bulle apparaît spontanément si l'énergie devient localement supérieure au travail à fournir c'est-à-dire si les molécules se rassemblent en nombre suffisant pour créer un noyau vapeur de rayon supérieur au rayon critique : c'est la *nucléation homogène*.

1.1.2.2.2. Nucléation hétérogène

La *nucléation hétérogène* s'observe beaucoup plus facilement que la nucléation homogène. Elle se déclenche sur un support physique présentant des imperfections appelées *sites de nucléation*. Ces hétérogénéités peuvent être de plusieurs types : intrinsèque (rayure, rugosité, artificiel) ou extrinsèque (impureté, présence d'un corps étranger). Cela implique qu'en présence d'une paroi parfaitement lisse et d'un liquide sans aucune impuretés il est impossible d'observer la nucléation hétérogène [29]. La présence de ces sites de nucléation diminue le travail à fournir pour la création de la bulle. La nucléation hétérogène peut être favorisée par la préexistence d'une poche de gaz dans le site de nucléation. Suivant l'existence et la taille de la poche, nous parlons de nucléation hétérogène classique (pas de poche), pseudo classique (petite poche), ou non classique (grosse poche) [29].

Dans le cas de la nucléation hétérogène, il a été montré que l'ébullition présentait plusieurs régimes distincts dans lesquels les modes de transferts d'énergie de chaleur sont très différents.

En 1934, Nukiyama [57] fut le premier à caractériser l'ébullition en vase en présentant ses résultats sous la forme d'une courbe. L'expérience consiste à plonger une surface chauffée dans un bain liquide. La densité de flux échangée à la paroi est tracée en fonction de la différence entre la température de paroi et la température de saturation du liquide (à pression considérée). Ces résultats sont valables uniquement pour une surface bien mouillée [7], pour laquelle la dimension caractéristique est grande devant la longueur capillaire $L_b = \sqrt{\sigma / g(\rho_l - \rho_v)}$, avec σ , ρ_l , ρ_v et g représentant respectivement la tension de surface, la masse volume du liquide et de la vapeur et l'accélération de pesanteur.

Dans une revue réalisée par Dhir en 1998 [21], nous retrouvons la courbe de Nukiyama et la description des différents régimes d'ébullition en vase, représentés par cinq zones (cf. Figure 3).

Zone 1 : De l'origine au point A, la nucléation ne peut pas démarrer car les surchauffes à la paroi sont trop faibles. Le mode de transfert de chaleur entre la paroi et le liquide est la convection naturelle.

Zone 2 : Au point A, la température du liquide dans la couche limite devient supérieure à la température de saturation. La surchauffe à la paroi est alors suffisante pour que la nucléation s'établisse. Nous sommes dans la zone de l'*ébullition nucléée à bulle séparées*. Nous observons une augmentation du transfert de chaleur engendrée par la naissance des bulles. Au fur et à mesure que l'on s'approche du point B, le nombre de sites de nucléation, ainsi que la fréquence de formation du bulle augmentent.

Zone 3 : Du point B au point C, nous voyons que les bulles issues des sites voisins ainsi que les bulles successives provenant du même site coalescent et forment de véritables masses de vapeur s'échappant en colonnes. Nous parlons d'*ébullition nucléée par colonnes continues*. Au point C, la paroi est recouverte d'un mince film de vapeur. Ce dernier constitue une résistance thermique, se traduisant par une dégradation du transfert thermique entre la paroi et le liquide. Le point C est appelé « flux de chaleur critique » car une légère augmentation de ce flux provoquerait une augmentation brutale de la température de paroi jusqu'au point E. Cette

augmentation de température peut être importante au point que la température de fusion de l'élément chauffant soit atteinte et provoque la destruction de celui-ci : c'est le « burn out ».

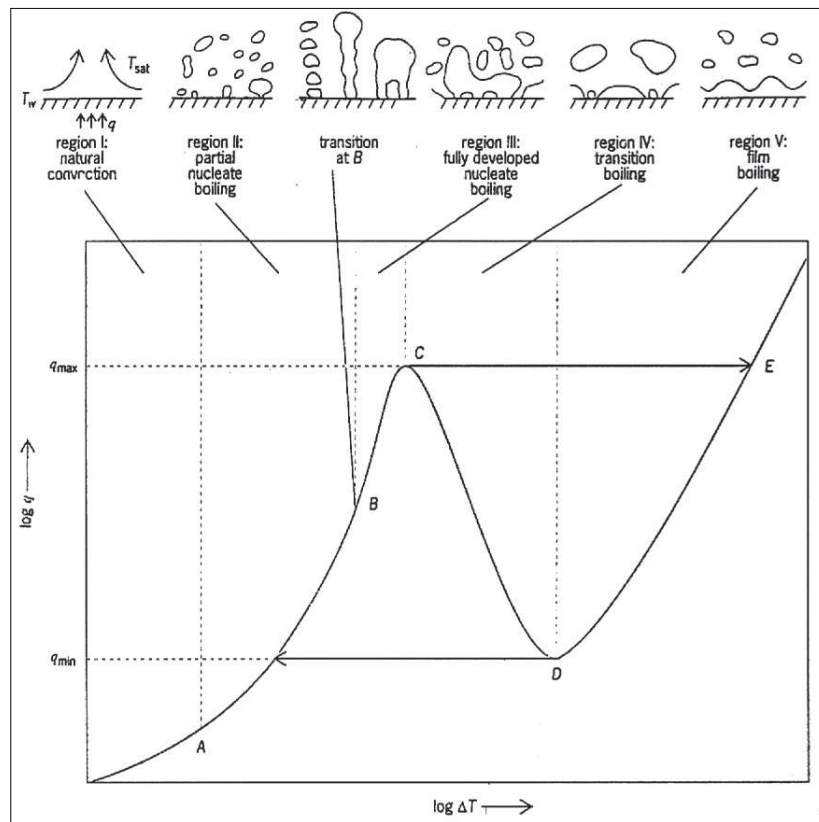


Figure 3 : Courbe caractéristique des régimes d'ébullition. Évolution de la densité de flux en fonction de la différence de température de paroi et de la température de saturation du liquide [21]

Zone 4 : Du point C au point D, le transfert de chaleur se fait à température de paroi imposée (et non à flux imposé). Dans cette zone, le film de vapeur est très instable et donc le liquide mouille de façon intermittente la paroi. La densité de flux diminue jusqu'au point D qui est appelé point de Leidenfrost. A partir de ce point, le film de vapeur se stabilise et nous sommes dans la zone 5 (ébullition en film).

Zone 5 : Dans cette zone, le liquide n'est plus en contact avec la paroi. Nous parlons alors d'*ébullition en film*. Lorsque que le flux de chaleur imposé à la paroi décroît, la couche de vapeur à la surface disparaît et le liquide mouille de nouveau la paroi et la refroidit. Il est donc possible de passer du point D directement à la zone d'ébullition nucléée

De par ses qualités de transfert d'énergie, le régime d'*ébullition nucléée* est le plus intéressant. En effet, il permet l'échange important de chaleur pour des surchauffes de quelques dizaines de degré. Par conséquent, il existe de nombreuses applications du régime nucléé aux échangeurs de chaleur. L'intérêt porté à ce régime a engendré de nombreuses études afin de mieux comprendre les phénomènes physiques responsables des transferts de chaleur [5, 22, 46]. Nous allons maintenant nous intéresser aux mécanismes liés au régime d'ébullition nucléée.

1.1.3. Mécanismes de l'ébullition nucléée à bulles séparées

Le transfert de chaleur lié à l'ébullition nucléée fait intervenir différents mécanismes qui sont présentés ci-dessous et illustrés sur la Figure 4.

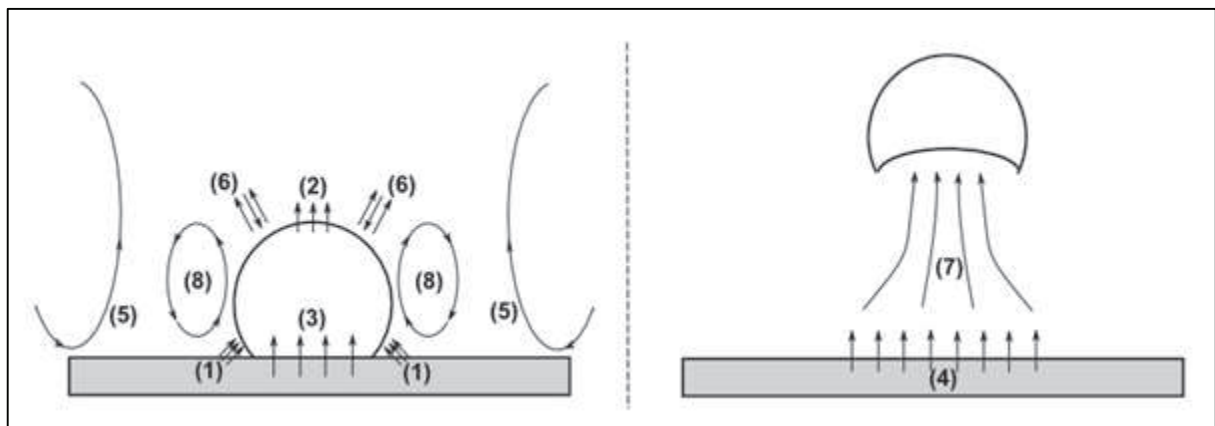


Figure 4 : Mécanismes de l'ébullition nucléée par bulle séparée

➤ Le transfert de chaleur par changement d'état

Le transfert thermique correspondant au changement d'état est le plus fréquent dans le cas de l'ébullition [76]. L'évaporation de la fine couche de liquide présente sous la bulle fait croître cette dernière. Puis, le liquide vient mouiller de nouveau la paroi et ainsi la refroidir (1). Dans le cas de l'ébullition sous-refroidie, il existe un phénomène de condensation qui se passe au sommet de la bulle. En effet, la vapeur produite dans la couche limite peut se condenser avant ou après le détachement de la bulle (2).

➤ Le transfert de chaleur par conduction

Le phénomène de conduction est présent entre la paroi et la zone asséchée à l'intérieur de la bulle (3). Lors du départ de la bulle, nous pouvons observer de la conduction transitoire. En effet, la zone asséchée par la bulle se voit remouiller par du liquide plus froid. La couche limite thermique, qui est détruite par ce remouillage, va être rétablie par la conduction transitoire (4).

➤ Le transfert de chaleur par convection

La convection intervient de différentes façons lors de l'ébullition nucléée. Hors du domaine d'influence de la bulle, la convection naturelle entraîne le liquide et favorise aussi l'échange thermique entre la paroi et le liquide (5). Plus proche de l'interface, les mouvements lors de sa croissance entraînent l'apparition de micro-convection (6) [24, 71]. Après son détachement, la bulle entraîne derrière elle du liquide qui se mélange au liquide plus froid environnant : c'est l'effet de sillage (7) [34]. Étant en présence d'une interface (vapeur-liquide), nous observons un gradient de tension de surface entre la partie inférieure de la bulle et son sommet. Ce gradient engendre un déplacement du liquide le long de l'interface correspondant à la convection de Marangoni (8) [52]. Dans la suite de ce mémoire, nous détaillerons cette convection.

Ammerman et You [2] ont supposé que la densité de flux de chaleur échangée lors de l'ébullition est la somme de quatre contributions individuelles : la chaleur latente, la convection naturelle, les effets de sillage et la convection de Marangoni. Les autres, négligeables devant ces quatre effets thermiques, ne sont pas pris en compte dans le calcul de la densité de flux échangé. A partir d'une méthode permettant de mesurer à la fois le diamètre de détachement de bulles, la densité des sites actifs et la fréquence de création de bulle, ils ont établi la contribution de ces quatre phénomènes physique pour du perfluorohexane (FC-72). Ils ont ainsi conclu que la chaleur latente domine les transferts de chaleur, excepté à bas flux où la convection naturelle domine les effets de chaleur. Pour un liquide saturé la convection due à l'effet Marangoni contribue peu aux transferts de chaleur.

1.2. Convection de Marangoni

Le phénomène induisant un écoulement à partir d'un gradient de tension de surface est appelé effet Marangoni. Ce nom vient du scientifique italien C. G. M. Marangoni qui fut le premier à décrire ce phénomène, en 1865, de la façon suivante : « Si pour une quelconque raison un gradient de tension de surface existe le long d'une interface, le liquide s'écoule dans le sens d'une augmentation de la tension de surface » [74].

1.2.1. Principe et origine

1.2.1.1. Principe

La tension de surface est fonction de différents paramètres physiques tels que la température T , la concentration c , le potentiel électrique E et aussi la nature des fluides mis en présence.

Dans un repère curviligne nous obtenons (5) :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\partial\sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\partial\sigma}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial s} + \frac{\partial\sigma}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial s} \quad (5)$$

avec s la coordonnée curviligne dans la direction du gradient de tension de surface.

En présence d'un gradient de tension de surface, la composante tangentielle de la contrainte interfaciale entraîne la mise en mouvement de l'interface (cf. Figure 5). Le cisaillement à l'interface se développe au niveau des fluides adjacents par l'intermédiaire des effets visqueux : c'est la convection de Marangoni. Cela se traduit par le fait qu'une variation locale de la tension de surface provoque des écarts de pression entre différents points de l'interface et engendre ainsi un écoulement.

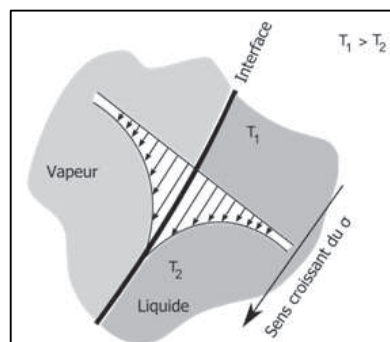


Figure 5 : Schéma descriptif du gradient de tension de surface s'exerçant au niveau d'une interface liquide-vapeur

En négligeant les contraintes visqueuses de la phase gazeuse par rapport à celles de la phase liquide, nous pouvons faire apparaître la composante tangentielle de la vitesse interfaciale dans l'expression du gradient curviligne de tension de surface (6):

$$\frac{\partial \sigma}{\partial s} = -\mu_L \frac{\partial (U_s)_L}{\partial n} \quad (6)$$

avec n , la composante tangentielle dans la direction de l'écoulement.

➤ Effet de Marangoni solutal

Il est dû à la présence d'un gradient de concentration dans le liquide [11]. Si aucun autre paramètre n'intervient, l'équation (5) devient :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\partial \sigma}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial s} \quad (7)$$

Cet effet permet d'expliquer le phénomène des larmes de vin. En effet, le vin est composé d'un fluide avec une tension superficielle élevée (l'eau) et un autre fluide avec une faible tension de superficielle (l'alcool). La fine couche de vin sur la paroi du verre facilite l'évaporation. L'alcool étant plus volatil, il s'évapore en premier ce qui augmente la concentration en eau dans le vin présent sur la paroi par rapport à celle dans le fond du verre. Nous observons donc un gradient de concentration qui se traduit par la présence d'un gradient de tension de surface. Ce dernier entraîne le fluide vers la zone à forte tension de surface (soit vers le haut du verre).

➤ Effet électrocapillaire

L'expérience de Lippman met en évidence l'effet d'électrocapillarité [56]. Cette expérience consiste à appliquer une différence de potentiel entre du mercure et une solution d'eau contenant de l'acide (solution d'électrolyte). Sous l'effet du potentiel, la tension de surface entre le mercure et la solution d'électrolyte est réduite. Nous obtiendrons alors un gradient de tension de surface fonction uniquement du gradient de potentiel électrique :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\partial \sigma}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial s} \quad (8)$$

➤ Effet thermocapillaire

Le gradient de température engendre le gradient de tension de surface. En l'absence de tout autre gradient que celui de température, nous aurons :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial s} \quad (9)$$

A partir des équations (5) et (9), nous obtenons alors :

$$-\mu_L \frac{\partial (U_s)_L}{\partial n} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial s} \quad (10)$$

La tension de surface du liquide décroît lorsque la température du liquide augmente pour la plupart des fluides. Comme la convection de Marangoni se développe à partir des zones où la tension de surface est faible vers les zones où elle est élevée, l'écoulement « liquide » le long de l'interface se déplace des zones les plus chaudes vers les zones les plus froides.

1.2.1.2. Expression des nombres sans dimension

Dans le cas de la convection de Marangoni thermocapillaire, nous pouvons utiliser certains nombres adimensionnels :

➤ Nombre de Prandtl

Le nombre de Prandtl représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique :

$$Pr = \frac{C_p \times \mu_l}{\lambda_l} \quad (11)$$

Avec C_p la capacité thermique massique du liquide, μ_l la viscosité dynamique du liquide et λ_l la conductivité thermique du liquide.

➤ Nombre de Reynolds

Le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses s'exprime par :

$$Re = \frac{U_l \times L_C \times \rho_l}{\mu_l} \quad (12)$$

Avec U_l la vitesse caractéristique du fluide, L_C la longueur caractéristique, ρ_l la masse volumique du liquide et μ_l la viscosité dynamique du liquide.

➤ Nombre de Nusselt

On exprime le nombre de Nusselt par le rapport entre le transfert thermique total et le transfert thermique par conduction :

$$Nu = \frac{h \times L_C}{k} \quad (13)$$

Avec h le coefficient de transfert thermique, L_C la longueur caractéristique et k la conductivité thermique.

➤ Nombre de Marangoni

Ce nombre caractérise les effets de tension de surface induits par des variations de température :

$$Ma = \frac{d\sigma}{dT} \times \frac{L_C \times \Delta T}{\mu_l \times \alpha} \quad (14)$$

Avec T la température, σ la tension de surface et α la diffusivité thermique :

$$\alpha = \frac{\lambda_l}{\rho_l \times Cp_l} \quad (15)$$

➤ Nombre de Rayleigh

Les effets de la poussée d'Archimède induits par des variations de température sont caractérisés par le nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{\beta \times \Delta T \times g \times \rho_l \times L_C^3}{\alpha \times \mu_l} \quad (16)$$

Avec g la constante gravitationnelle, β le coefficient de dilatation thermique.

➤ Nombre de Bond dynamique

Le nombre de Bond dynamique correspond au rapport entre les effets de la poussée d'Archimède et les effets de tension de surface :

$$Bo = \frac{Ra}{Ma} \quad (17)$$

Pour $Bo < 1$, les effets de tension de surface seront prédominants devant les effets de gravité.

➤ Nombre de Biot

Ce nombre adimensionné compare les résistances au transfert thermique à l'intérieur et à la surface d'un corps. Il est défini par :

$$Bi = \frac{h \times L_c}{\lambda} \quad (18)$$

Avec h le coefficient global du transfert thermique, L_c la longueur caractéristique et λ la conductivité thermique du corps.

1.2.1.3. Origine

Comme vu précédemment, la convection de Marangoni apparaît lorsqu'il existe un gradient de tension de surface le long d'une interface liquide-vapeur ou liquide-gaz. L'origine de l'apparition de ce gradient de tension de surface reste encore très controversée. Marek et Straub [51] ont mis en évidence que le transfert de chaleur diminue lorsque le taux d'incondensables dans le liquide augmente. Cette diminution serait directement liée à l'absence de la convection thermocapillaire. L'hypothèse que la convection de Marangoni existe en présence d'incondensables dans le liquide a été vérifiée par ombroscopie (cf. Figure 6) par Barthes et al. [10].

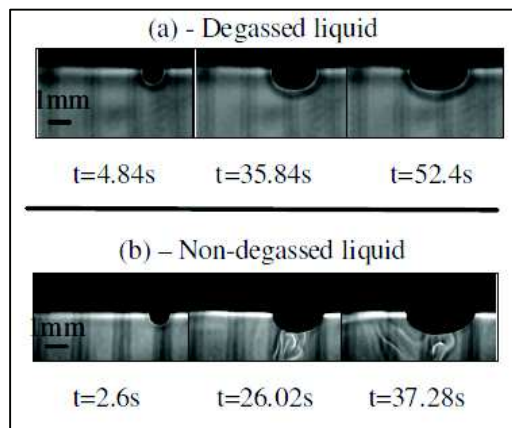


Figure 6 : Croissance d'une bulle dans un liquide dégazé (a) et dans un liquide non dégazé pour des conditions de température et de pression identiques [10]

Selon Henry et al. [37], la présence d'incondensables ne serait pas la raison de l'existence de la convection de Marangoni. Lors de leurs travaux, ils ont mis en exergue deux autres raisons de la présence ou non de la convection thermocapillaire. La première est la présence d'impuretés dans la cellule d'ébullition. La seconde se porte sur la variation entre le coefficient de transfert de chaleur de l'évaporation et de la condensation à l'interface liquide-vapeur qui entrainerait l'apparition de cette convection [67].

Nos travaux ne concernent pas l'origine de la convection de Marangoni. Lors de l'étude menée autour de la bulle de vapeur, nous avons utilisé du FC-72 non dégazé.

1.2.2. Création de l'interface liquide-gaz ou liquide-vapeur

Afin d'étudier la convection de Marangoni, il est nécessaire d'être en présence d'une interface entre deux fluides. Il existe différents types d'interfaces, mais nous nous intéresserons uniquement aux interfaces liquide-gaz et liquide-vapeur.

1.2.2.1. Interface liquide - gaz

La méthode la plus simple pour obtenir une interface liquide-gaz est de travailler à surface libre. En effet, cela permet d'avoir une interface entre le liquide étudié et l'air environnant. Ce fut d'ailleurs la méthode utilisée par Marangoni lors de ses premières études [74]. Suite à cela, de nombreuses autres études expérimentales sur la convection de Marangoni ont été réalisées en surface libre en présence d'un gradient de température [15, 16, 32] et en présence d'un gradient de concentration [33, 35].

La seconde méthode permettant d'avoir une interface liquide-gaz est d'injecter une bulle d'air dans le fluide étudié. De nombreuses études ont été menées pour étudier la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air dans de l'huile de silicone en présence d'un gradient de température [18, 70, 83]. L'injection de la bulle d'air se fait à l'aide d'une seringue [18, 83] ou d'une vis sans fin [70].

Sun et Carey [78] ont également utilisé cette géométrie pour étudier la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air mais dans un espace confiné.

1.2.2.2. Interface liquide - vapeur

L'interface liquide-vapeur est plus difficile à obtenir car elle nécessite la génération d'une bulle de vapeur. Il existe pour cela différentes méthodes. La première est l'ébullition sur fil chauffant que Lu et Peng [49] ont mis en œuvre pour étudier la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur d'eau pur en présence d'un gradient de température. Ce dernier est obtenu par l'écart de température entre le fil chauffant et l'ensemble du liquide. Wang et al. [80] ont également utilisé cette géométrie pour mener leur étude sur la convection de Marangoni.

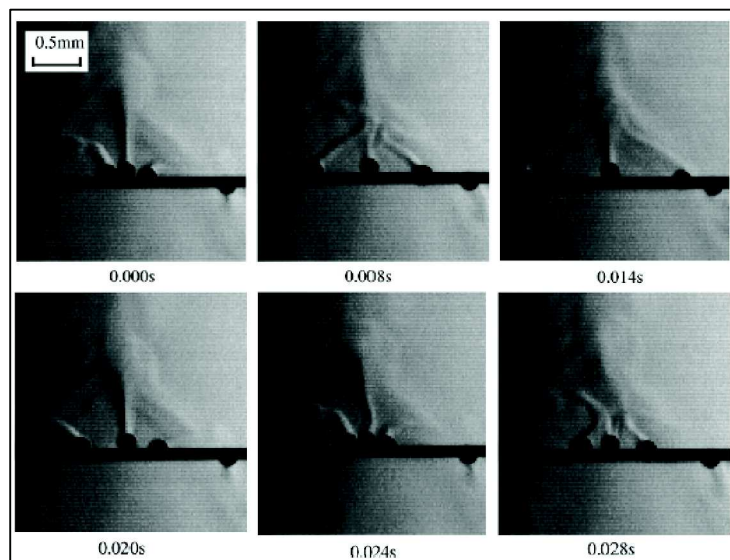


Figure 7 : Génération de bulles de vapeur sur un fil chaud [80]

La seconde géométrie utilisée pour générer une bulle de vapeur est l'utilisation d'un élément chauffant. Il existe différents types d'éléments chauffants. Chacun possède un site de nucléation artificiel permettant l'apparition d'une bulle de vapeur. Demiray et Kim [20] ont étudié la convection de Marangoni autour d'une bulle de FC-72 générée sur un élément chauffant (Figure 8).

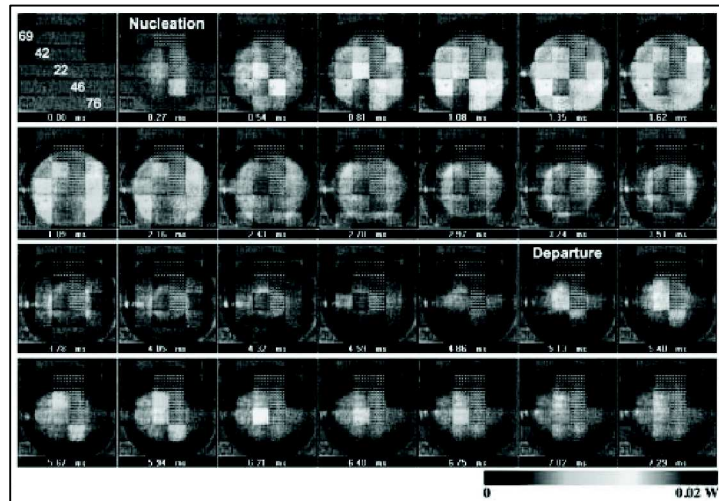


Figure 8 : Génération de bulle sur un élément chauffant [20]

Henry et Kim [36] ont effectué une étude portant sur l'influence de la taille de l'élément chauffant sur les valeurs du flux de chaleur critique échangé entre la paroi chaude et le liquide. Ils ont constaté que pour des éléments chauffants de grandes tailles ($7 \times 7 \text{ mm}^2$), le flux de chaleur critique augmente avec le niveau de sous refroidissement. Alors que pour des éléments de petites tailles ($0,27 \times 0,27 \text{ mm}^2$), le niveau de sous refroidissement a un effet négligeable, et la valeur du flux critique reste faible.

1.2.3. Méthodes de visualisation optiques utilisées pour l'étude de la convection de Marangoni

Nous allons présenter maintenant les différentes méthodes qui ont été mises en pratique lors des différentes études sur la convection de Marangoni. Il existe deux familles de méthodes de visualisation optique :

- celle utilisant les propriétés physiques du fluide dont l'écoulement nous intéresse
- celle utilisant des corps étrangers au fluide comme marqueurs diffusant la lumière pour suivre les mouvements du fluide

1.2.3.1. Les méthodes optiques utilisant les propriétés physiques

1.2.3.1.1. Interférométrie

L'interférométrie est une méthode de mesure qui utilise les interférences existantes entre plusieurs ondes cohérentes entre elles. Si l'on superpose deux ondes de même longueur

d'onde et de même amplitude, nous observons un réseau de franges dues à l'interférence des ondes.

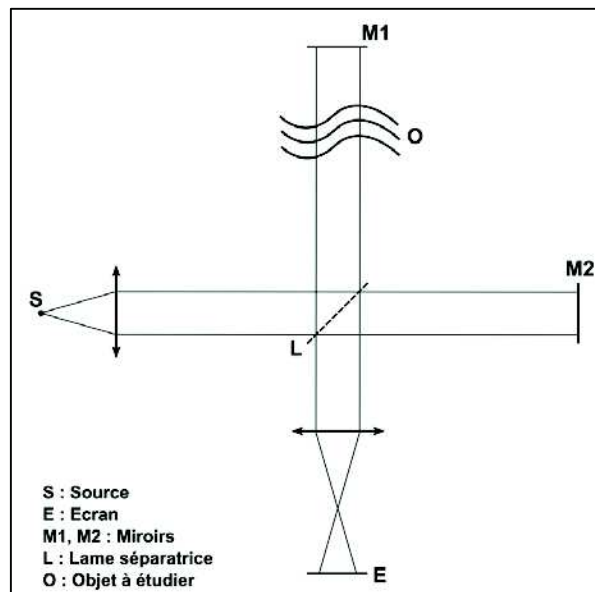


Figure 9 : Schéma du principe de l'interférométrie de Michelson

En pratique, une des deux ondes « traverse » l'objet à étudier afin qu'elle puisse prendre en compte les variations d'indices liées à l'objet. La seconde onde voyage en dehors du système, afin de ne pas être perturbée par celui-ci, et sert ainsi de référence pour mesurer les variations des chemins optiques à la traversée de l'objet (cf. Figure 9).

Cette méthode présente l'avantage d'être facile à mettre en œuvre. Cependant dans l'étude des écoulements, la méthode est qualitative et il est donc impossible de mesurer des grandeurs physiques liées à l'écoulement. Elle permet néanmoins de mettre en évidence les différents régimes rencontrés avec la convection de Marangoni.

1.2.3.1.2. Ombroscopie

Comme son nom l'indique, cette méthode est basée sur l'observation de l'ombre d'un objet transparent qui est éclairé par une source de lumière parallèle. Si cette dernière est suffisamment ramassée, et que l'objet transparent présente des variations d'indice de réfraction importantes (exemple : gradient de température), nous pouvons voir des variations locales d'éclairement sur l'écran d'observation (cf. Figure 10) placé dans l'ombre de l'objet.

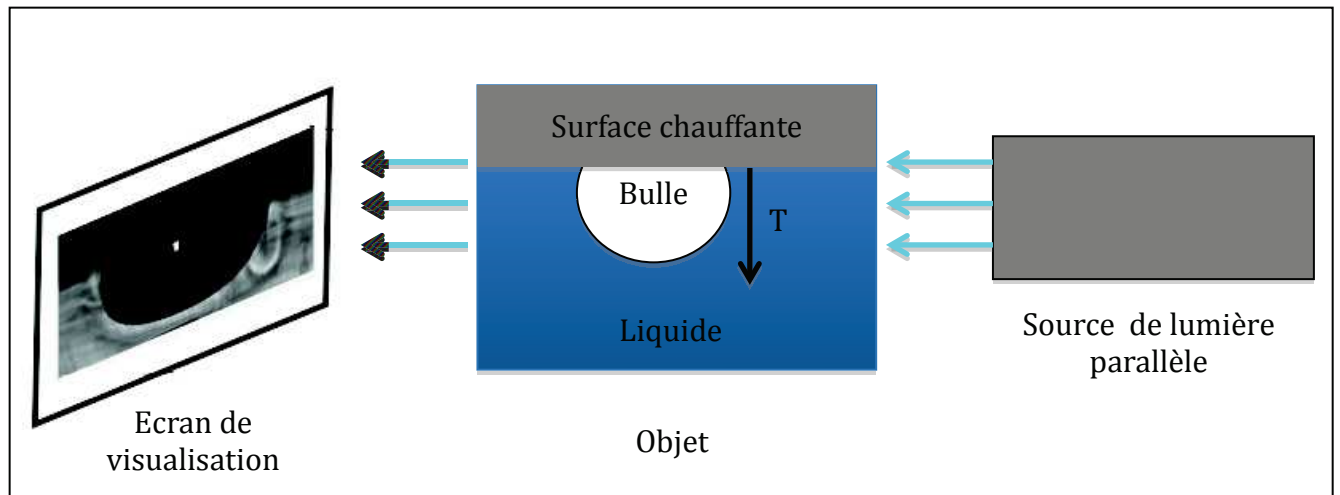


Figure 10 : Schéma du principe de l'ombroscopie

L'explication de ce phénomène est assez simple : les gradients latéraux d'indice de réfraction déforment l'onde sortant de l'objet. A l'endroit où la courbure de l'onde est dirigée vers la source, les rayons lumineux divergent. Ils vont donc intercepter une surface plus grande sur l'écran de visualisation que sur l'objet. Cet étalement entraîne une diminution de l'éclairement. Au contraire si la courbure de l'onde est tournée vers le sens opposé à la source, les rayons se rapprochent et cela se traduit par une augmentation de l'éclairement sur l'écran.

En mesurant les variations d'indice de réfraction, il est possible de remonter aux mesures de la température, mais cela implique des traitements de données difficiles qui vont à l'encontre de la simplicité de la méthode [63]. Cette méthode est donc couramment utilisée pour mettre en avant de façon qualitative les écoulements. Dans le cas de l'étude de la convection de Marangoni, elle sert à mettre en avant les différents régimes de celle-ci.

1.2.3.2. Les méthodes utilisant des marqueurs

1.2.3.2.1. Particle Image Velocimetry (PIV)

La méthode PIV est une évolution de la méthode LSV (Laser Speckle Velocimetry) qui a été introduite par Adrian [1] et Pickring et al. [62]. Cette méthode permet de mesurer la vitesse d'un écoulement de façon « quasiment non intrusive », instantanée et bidimensionnelle.

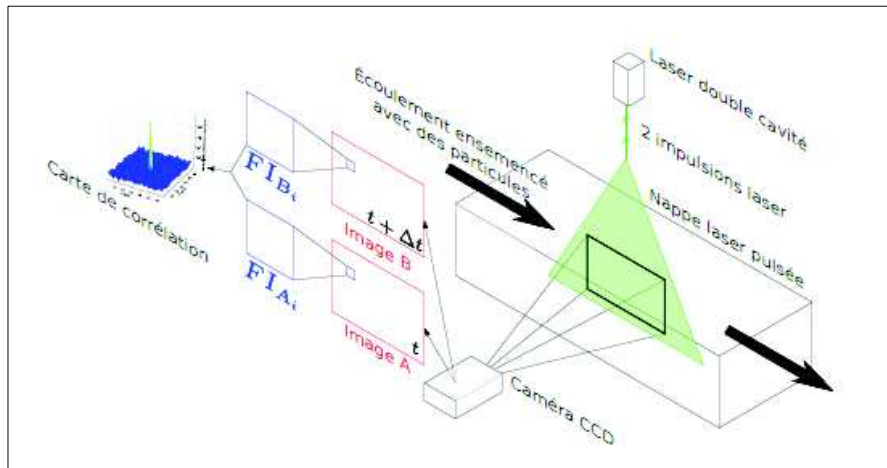


Figure 11 : Schéma du principe de la méthode PIV [12]

Le principe de la méthode, illustré en Figure 11, consiste à éclairer un plan de l'écoulement préalablement ensemencé avec des particules (traceurs) et d'enregistrer des images de ce plan de façon successive. Ensuite, pour une paire d'images donnée, chacune des deux images est découpée en petites zones. Le procédé de corrélation appliqué aux petites zones permet de remonter au déplacement local du fluide. Connaissant le temps séparant les deux images d'une même paire, nous pouvons obtenir le champ de vecteurs vitesses de l'écoulement.

La méthode PIV présente l'avantage d'être quasiment non intrusive contrairement aux autres méthodes de mesure de vitesse, comme le tube de Pitot ou encore la vélocimétrie par fils chauds. Cependant, la densité des particules d'ensemencement peut être à l'origine de perturbations dans l'écoulement. De plus, le traitement des images peut s'avérer très long par rapport au temps d'acquisition de celles-ci.

1.2.3.2.2. Particle Tracking Velocimetry (PTV)

La méthode de PTV permet, comme la méthode PIV, de mesurer la vitesse d'un écoulement de façon non intrusive, instantanée et bidimensionnelle. Le principe est identique à la méthode PIV, avec pour différenciation la densité de traceurs et le traitement des images. En effet, contrairement à la méthode PIV, dans le cas de la PTV, chaque particule est traitée de manière individuelle. La PTV nécessite donc un faible ensemencement afin de pouvoir réaliser le suivi individuel des particules.

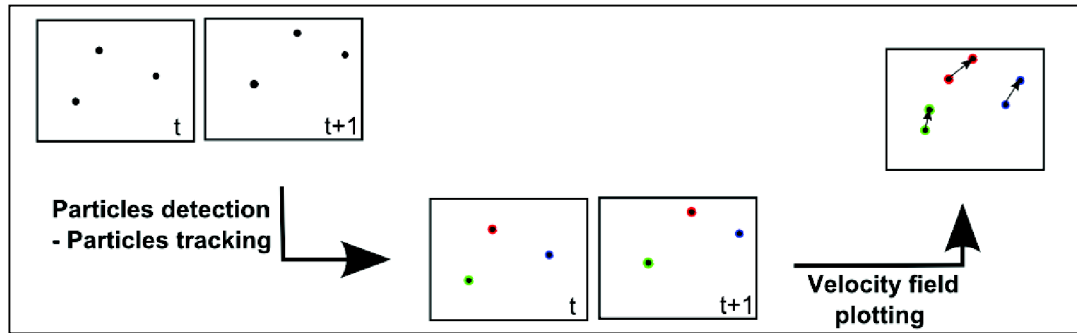


Figure 12 : Principe de la méthode PTV [13]

Le traitement (cf. *Figure 12*) consiste dans un premier temps à identifier les particules, puis à suivre ces particules sur les différentes images enregistrées. Connaissant la position des particules et l'écart de temps entre les images, nous pouvons remonter jusqu'aux vecteurs vitesses de l'écoulement. Étant donné la faible densité de particule d'ensemencement, les vecteurs obtenus sont parsemés dans la zone d'étude de manière pas forcément homogène. Il est alors possible de faire une interpolation sur ces vecteurs vitesses afin d'afficher un champ de vitesse propre.

De même que pour la méthode PIV, la méthode PTV est quasiment non intrusive. Seules les particules d'ensemencement sont présentes dans le fluide. De plus, la faible densité en particules d'ensemencement résout le problème de la perturbation de l'écoulement rencontré avec une forte densité de particules comme dans le cas de la méthode PIV. Le traitement des images PTV présente un coût en temps plus important que pour la méthode PIV ce qui présente un inconvénient non négligeable. Cette augmentation de temps de traitement est due à deux points : l'algorithme de suivi de particules et l'algorithme d'interpolation du champ de vecteurs vitesses.

Les différentes méthodes rencontrées dans la littérature pour étudier les écoulements liés à la convection de Marangoni étant présentées, nous allons maintenant nous intéresser aux mécanismes de cette convection en présence d'un gradient de température. Nous nous limiterons au cas d'une interface sous forme d'une bulle avec ou sans changement d'état.

1.2.4. Mécanismes de la convection de Marangoni autour d'une bulle

1.2.4.1. Cas de la bulle d'air

Chun et al. [19] ont mis en évidence différents régimes de la convection lors d'une étude expérimentale autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone en présence d'un gradient de température vertical. La méthode utilisée consiste à l'observation par le dessous, à l'aide d'un miroir, de particules éclairées par une nappe lumineuse horizontale. Ils ont classifié ces régimes en trois groupes : le régime stationnaire, le régime oscillatoire tridimensionnel et le régime oscillatoire axisymétrique. Ces différents régimes seront présentés par la suite.

1.2.4.1.1. Régime stationnaire

Lors d'une étude expérimentale menée par Chun et al. [19], il a été montré que le régime stationnaire se traduit par un anneau de particules quasiment circulaire en dessous de la bulle.

Pour compléter cette observation, Wozniak [82] a réalisé une étude expérimentale sur la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile par deux méthodes optiques : l'interférométrie et le suivi de cristaux liquides. Ainsi, il a fait ressortir qu'en régime stationnaire l'écoulement lié à la convection de Marangoni se présente sous forme d'un rouleau toroïdal axisymétrique autour de la bulle. En effet, la coupe de ce rouleau présente deux vortex axisymétriques (cf. Figure 13).

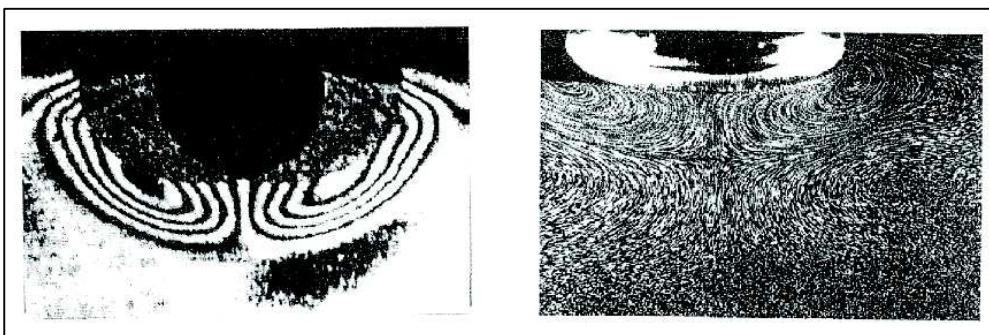


Figure 13 : A gauche, interférogramme de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone pour $Ma = 2552$ et un gradient de température de $3,5\text{ }^{\circ}\text{C/cm}$; A droite, image des cristaux liquides emportés par la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone pour $Ma = 598$ et un gradient de température de $3,2\text{ }^{\circ}\text{C/cm}$ [82]

Dans le cas d'une bulle d'air injectée dans l'huile de siliconeensemencée, Reynard [70] a mis en évidence la présence du vortex toroïdal autour d'une bulle par visualisation dans l'axe horizontal. En effet, le vortex entraine les particules au centre de celui-ci et nous pouvons voir sur la Figure 14 se former un cercle de particules autour de la bulle. De plus, lorsqu'on se rapproche de la transition entre le régime stationnaire et le régime oscillatoire tridimensionnel, Reynard a montré que les particules s'agglomèrent en petits amas régulièrement espacés. Ce phénomène est dû à la présence d'une composante azimutale de la vitesse de l'écoulement, mais qui reste trop faible pour modifier la géométrie du vortex de façon notable.

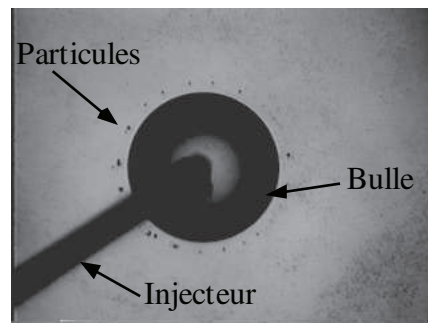


Figure 14 : Régime stationnaire de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone vue du dessus [70]

1.2.4.1.2. Régime oscillatoire tridimensionnel

Après le régime stationnaire, l'écoulement devient oscillatoire. Cela se traduit par la présence d'ondes thermiques se propageant azimutalement et axialement. Il y a déformation du vortex toroïdal dans les directions azimutale et axiale. Le vortex ne reste donc plus parallèle à la paroi horizontale.

L'étude de Chun et al. [19] montre, à partir d'une coupe lumineuse verticale dans le plan méridien de la bulle, une oscillation dans la composante verticale de l'anneau de particules. La coupe lumineuse horizontale révèle cette fois une déformation périodique (temporelle et spatiale) de l'anneau de particules (vortex toroïdal) dans la direction azimutale (cf. Figure 15). La vitesse des particules, et donc de l'écoulement, possède donc une composante azimutale dont l'intensité et le sens varient selon la position sur la surface de la bulle.

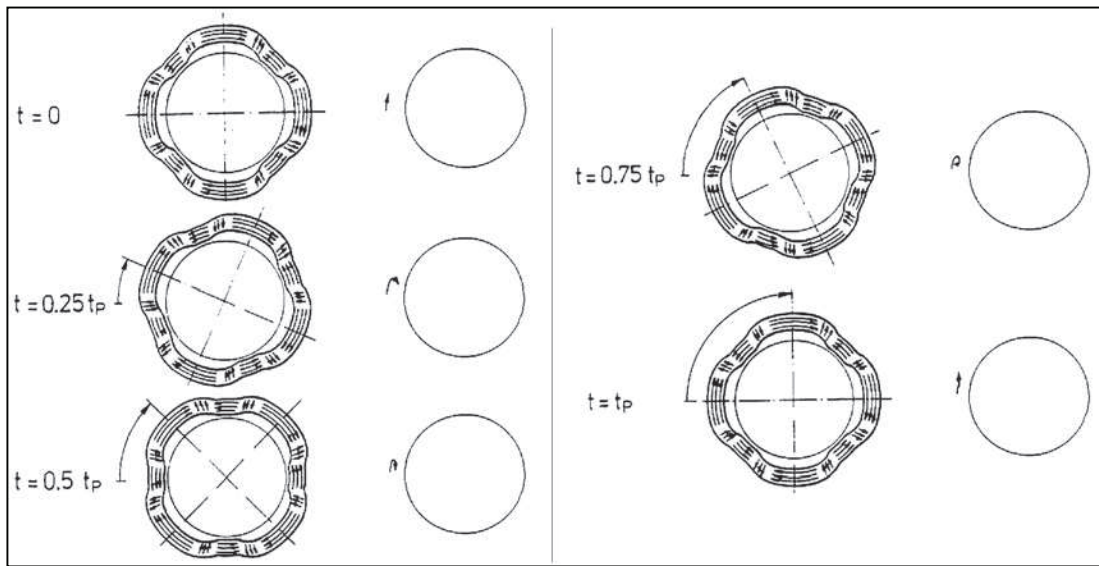


Figure 15 : Représentation de l'onde azimutale du régime oscillatoire tridimensionnel [19]

Chun et al. [19] ont aussi mis en évidence dans cette étude qu'il existe différents modes pour ce type de régime selon le nombre d'ondes illustré en Figure 16.

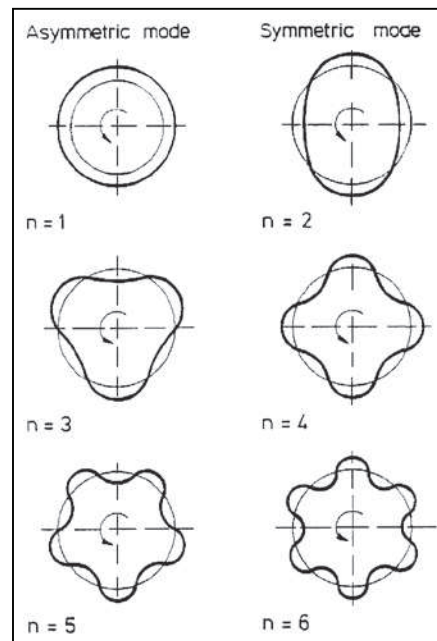


Figure 16 : Représentation des modes asymétrique et symétrique des ondes azimutales [19]

L'étude expérimentale menée par Reynard [70] autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone a permis de confirmer la présence d'une onde azimuthale périodique pour un nombre d'onde de 2 (par ensemencement) et 3 (par ombroscopie) (cf. Figure 17).

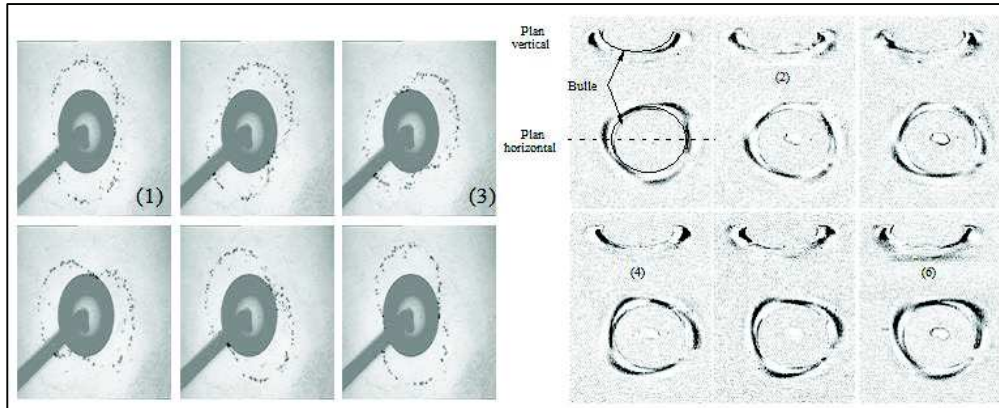


Figure 17 : A droite, vue de dessus dans un plan horizontal d'un mode symétrique de nombre d'onde égal à 2 ; A gauche vues simultanées du dessus et de côté d'un mode asymétrique de nombre d'onde égal à 3 [70]

Rashidnia [68] a mis en évidence les répercussions que le régime oscillatoire tridimensionnel a sur les champs de température et de vitesse autour de la bulle en utilisant l'interférométrie. Nous retrouvons sur les interferogrammes réalisés dans la section verticale le mode symétrique, avec un nombre d'onde pair (Figure 18 (a)), et dans le mode asymétrique, avec un nombre d'onde impair (Figure 18 (b)).

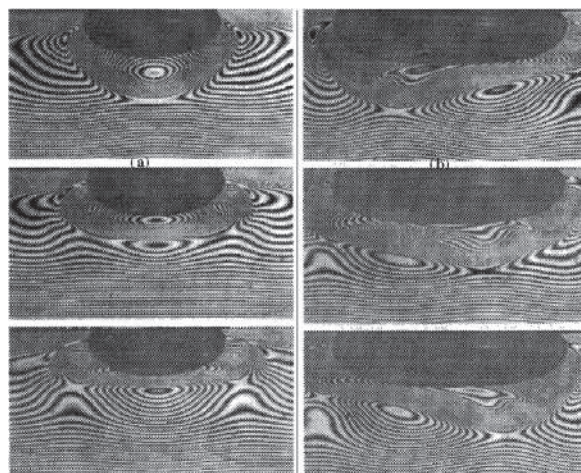


Figure 18 : Séquence d'interferogrammes montrant le mode symétrique (a) et le mode asymétrique (b) [68]

1.2.4.1.3. Régime oscillatoire axisymétrique

Le régime oscillatoire axisymétrique apparaît après le régime tridimensionnel lorsque l'onde se propage uniquement axialement.

Chun et al. [19] ont montré que, contrairement au premier type de régime oscillatoire, l'anneau de particules représentant le vortex toroïdal reste parallèle à la paroi horizontale. Comme nous pouvons le voir sur l'interferogramme (cf. Figure 19), ce vortex est uniquement animé d'un mouvement de bas en haut.

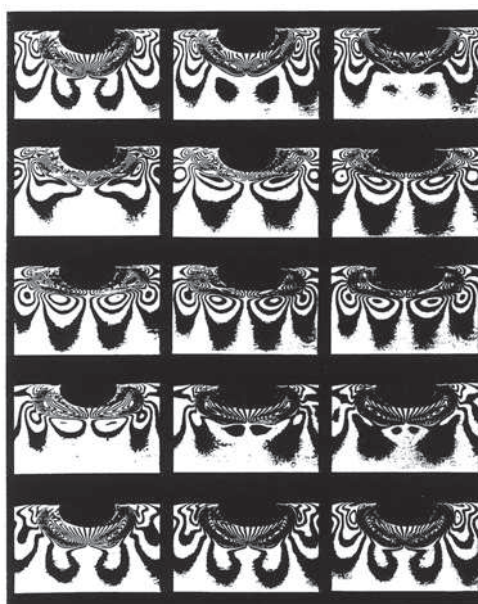


Figure 19 : Séquence d'interferogrammes présentant le régime oscillatoire axisymétrique [19]

L'étude expérimentale menée par Chun et al. [19] a permis également de mettre en évidence l'existence d'un rouleau primaire lié à la convection de Marangoni, et d'un rouleau secondaire lié à la convection naturelle autour d'une bulle de 5 mm de rayon injectée dans de l'huile de silicone en présence d'un gradient de température. La présence du rouleau secondaire entraîne une diminution de la taille du rouleau primaire (cf. Figure 20).

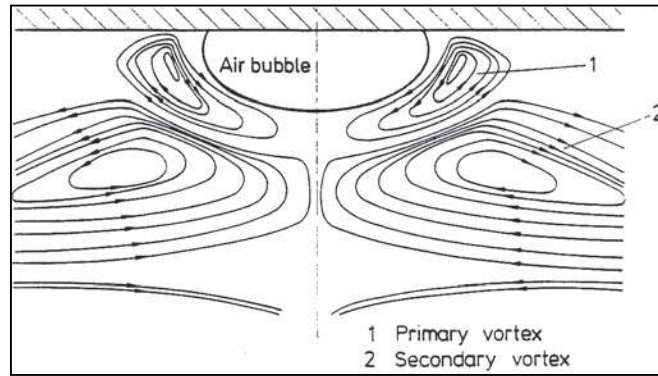


Figure 20 : Mise en évidence du rouleau primaire (1) et secondaire (2) autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone [19]

Des études expérimentales [66, 83] menées sur une bulle d'air de taille constante, ont mis en évidence l'apparition d'un troisième rouleau convectif lorsqu'on augmente le gradient de température. Comme le montre la Figure 21, l'apparition de ce troisième rouleau convectif a pour conséquence de diminuer le diamètre des deux autres rouleaux (primaire et secondaire).

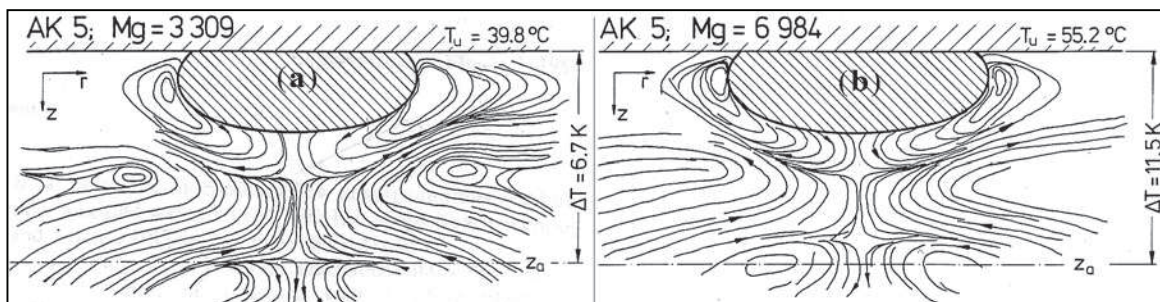


Figure 21 : Mise en évidence expérimentalement de la diminution du diamètre du rouleau primaire et secondaire lors de l'augmentation du gradient de température [66]

Kassemi et al. [45] ont étudié numériquement les phénomènes qui se produisent dans la partie liquide depuis l'apparition de la bulle jusqu'à l'établissement du régime stationnaire de la convection de Marangoni. Ils ont ainsi confirmé ces observations lors d'une étude numérique avec une cellule de 50 mm de hauteur. Nous voyons sur la Figure 22 l'évolution de l'écoulement au fil du temps. A $t = 0,15\text{ s}$, le rouleau primaire est complètement établi. Le rouleau secondaire apparaît à $t = 2,5\text{ s}$ et nous constatons que le diamètre du rouleau primaire a diminué. Enfin à $t = 6,5\text{ s}$ l'apparition du troisième rouleau réduit le diamètre du rouleau secondaire et encore davantage le diamètre du rouleau primaire. Dans un premier temps, les

mouvements du liquide sont liés à la croissance de la bulle. Au bout de 15 ms, la mise en forme de la bulle est terminée. Dès lors, les écoulements sont dus au gradient de tension de surface. Enfin, l'état stationnaire est atteint au bout de 180s.

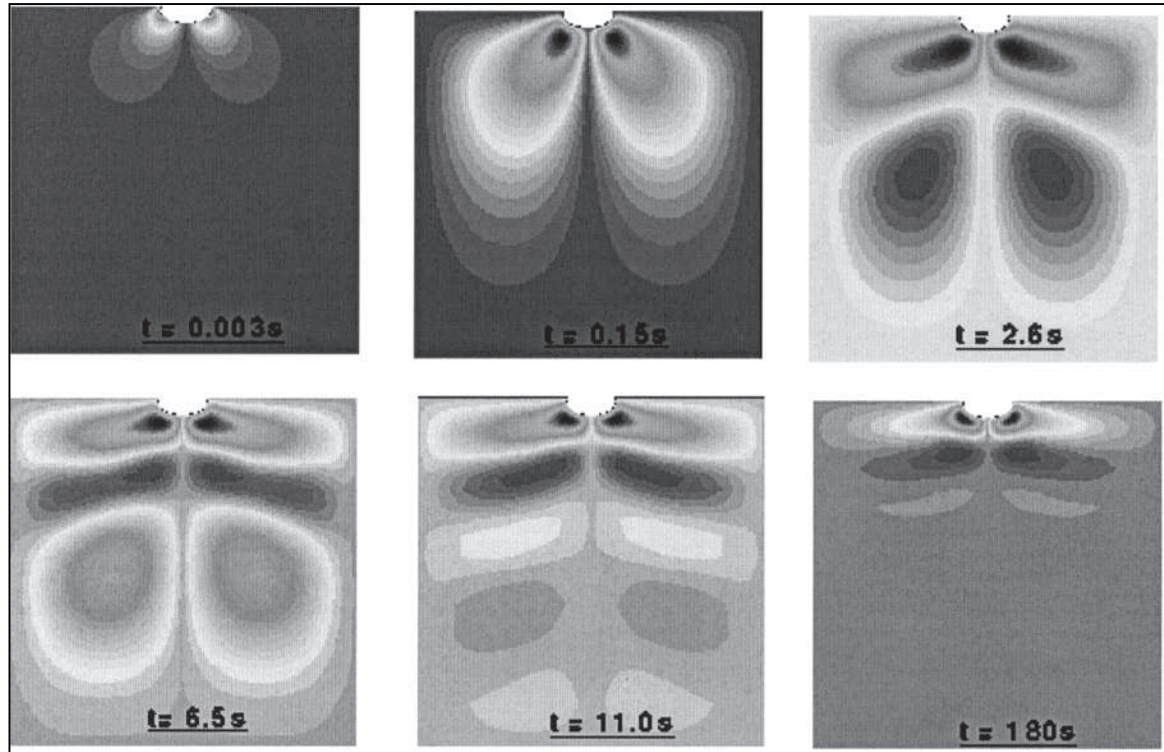


Figure 22 : Mise en évidence numériquement de la diminution du diamètre des rouleaux primaire et secondaire lors de l'augmentation du gradient de température [45]

Une autre étude menée par Kassemi et Rashidnia [43] a mis en évidence que le rouleau convectif lié à l'effet Marangoni voyait sa géométrie changer en fonction du nombre de Prandtl (variant entre 7,28 et 122) et du nombre de Marangoni (variant de 2440 à 170000). Ainsi pour un nombre de Prandtl égale à 122 et un nombre de Marangoni égale à 2440, la convection thermocapillaire est faible, le rouleau convectif est plus étendu et il peut se développer tout le long de l'interface.

Dans le cas où le nombre de Prandtl est égal à 220 et le nombre de Marangoni est égal à 120, Arlabosse et al. [3] ont observé une convection de Marangoni intense qui se traduit par un écoulement confiné proche de la paroi supérieure. Ces observations ont été faites lors de travaux expérimentaux autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone.

A partir de l'observation du phénomène autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone et dans du FC-72, Reynard et al. [69] ont pu tracer une courbe de seuil de déclenchement (cf. Figure 23) qui sépare le régime stationnaire du régime oscillatoire (tridimensionnel et asymétrique compris). Ils ont également mis en évidence que la taille de bulle et le gradient de température influent sur le changement de régime.

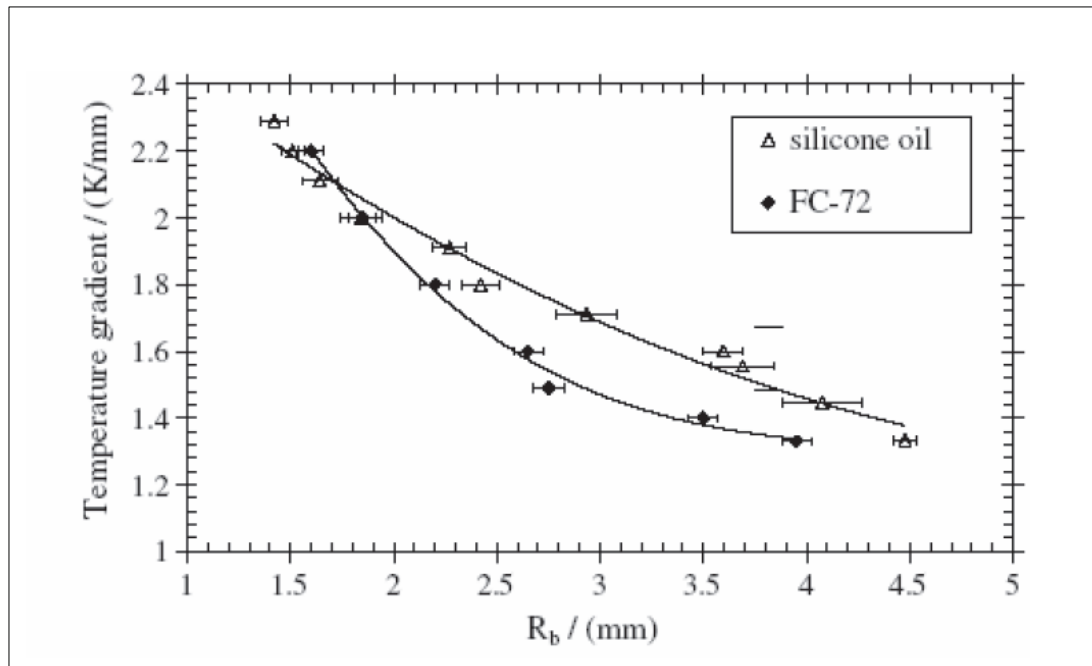


Figure 23 : Courbes de seuil de déclenchement des instabilités oscillatoires autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone et dans du FC-72 : gradient de température en fonction du rayon de déclenchement [69]

Ayant présenté les différents régimes de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée, nous allons maintenant nous intéresser au cas de la bulle de vapeur.

1.2.4.2. Cas de la bulle de vapeur

La première étude expérimentale à montrer la présence de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur d'alcool en présence d'un gradient de températures a été réalisée en 1966 par McGrew et al. [52]. Lorsque l'ébullition nucléée est pleinement développée, ils ont mis en évidence la présence d'écoulement sous forme de jets au sommet de la bulle dus à la convection de Marangoni. La vitesse du liquide dans ces jets est de l'ordre de 1 à 2 cm/s. Pour une ébullition plus faible, la structure de l'écoulement est différente et nous pouvons voir

apparaître des rouleaux convectifs près de l'interface liquide/vapeur. L'observation de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur étant difficile, McGrew et al. [52] ont réalisé ces mêmes essais pour une bulle d'air injectée dans l'alcool en présence d'un gradient de température. Les résultats obtenus sont similaires à ceux obtenus avec la bulle de vapeur.

Huplik et al. [39] ont étudié le comportement du liquide autour d'une bulle de vapeur d'eau générée par un élément chauffant pour des niveaux de sous refroidissement compris entre 20 °C et 75 °C. Ils ont ainsi apporté des informations supplémentaires à l'étude de McGrew et al. [52]. L'écoulement en jets a été observé dès l'apparition de la bulle de vapeur. Cela se justifie par le fait que la convection de Marangoni est prédominante par rapport à la convection naturelle. Le fluide chaud se déplace vers la partie inférieure alors que le liquide froid se déplace vers la paroi chauffée. Lorsque la bulle grossit, les jets ne sont observables qu'au sommet de la bulle, alors que sur les côtés de la bulle des rouleaux convectifs apparaissent. Les vitesses des jets mesurées par PIV sont de l'ordre de 1 à 3 cm/s. Enfin si nous augmentons le flux de chaleur, les bulles coalescent et finissent par former un film de vapeur. Les vitesses mesurées aux extrémités de ce film sont de l'ordre de 5 cm/s.

Wang et al. [80] ont utilisé la méthode PIV couplée à une caméra rapide afin de mesurer l'écoulement en jets lié à la convection de Marangoni qui a lieu au sommet de la bulle de vapeur d'eau pure générée sur un fil chauffant. Les essais ont été réalisés pour des températures de bain liquide comprises entre 20 °C et 75 °C et pour une densité de flux au fil chauffant de $1,1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$. Ils ont ainsi pu constater que l'intensité de l'écoulement est liée à la taille de la bulle. Si la bulle est petite (0,04 mm), l'intensité des jets sera élevée et inversement. Ils obtiennent des vitesses comprises entre 10 et 150 mm/s.

Une étude numérique menée par Christopher et al. [17] sur la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur d'eau et d'éthanol a montré que la chaleur échangée et la vitesse de jets liés à l'effet Marangoni étaient plus élevées avec de l'eau qu'avec de l'éthanol. Les diamètres des bulles simulées lors de cette étude sont de 0,2 mm et 0,4 mm. Les vitesses calculées sont comprises entre 50 et 100 mm/s, et donc du même ordre de grandeur que celle obtenues expérimentalement par Wang et al. [80].

En 1980, Baranenko et Chichkan [8] ont étudié la convection de Marangoni sous forme de jets autour d'une bulle de vapeur pour différents fluides (eau, butanol et glycérol) ainsi que pour deux géométries de surface de nucléation (plane et cylindrique). Les vitesses enregistrées sont de l'ordre de 3 cm/s pour l'eau, de 1,5 cm/s pour le butanol et de 0,5 cm/s pour le glycérol. Ils ont conclu que plus la viscosité augmentait, plus la vitesse de l'écoulement dû à l'effet de Marangoni diminuait. De plus, cette étude a permis de mettre en exergue que la géométrie de la surface de chauffe joue un rôle important sur la vitesse de l'écoulement. En effet, pour une paroi plane, la vitesse de l'écoulement est divisée par deux par rapport à celle obtenue sur une paroi cylindrique.

Une étude numérique menée par Peng et al. [59] autour d'une bulle de vapeur en présence d'un gradient de température a mis en évidence que la convection de Marangoni favorise le départ de la bulle alors que la convection naturelle empêche le départ de celle-ci. De plus, cette étude a montré qu'en gravité normale, l'écoulement lié à la convection naturelle domine celui lié à la convection de Marangoni.

Barthès [9], en utilisant l'ombroscopie, a observé la présence des différents régimes de convection, autour d'une bulle de vapeur de perfluorohexane ou FC-72 en présence d'un gradient de température vertical. Ces différents régimes sont présentés sur la Figure 24.

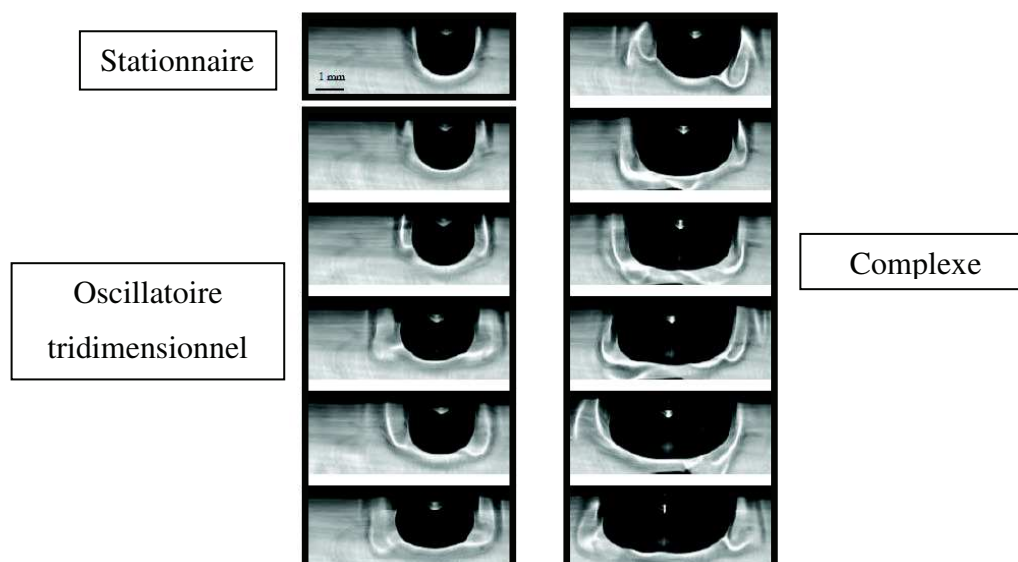


Figure 24 : Images d'ombroscopie présentant les différents régimes de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur de FC-72 [9]

1.2.4.3. Influence de la convection de Marangoni sur le transfert thermique, avec ou sans changement de phase

O'Shaughnessy et Robinson [58] ont mené une étude numérique sur l'influence de la forme de la bulle sur la convection de Marangoni. Ils ont observé une augmentation de la zone de l'instabilité liée à la convection de Marangoni, et par conséquent une augmentation de l'échange de chaleur lorsque la taille de la bulle augmente.

Peng et al. [60] ont observé que les trois modes de transfert thermique avaient lieu en fonction du flux imposé à l'élément chauffant. L'étude a été faite avec du méthanol et un mélange eau/méthanol (50/50) pour un niveau de sous refroidissement de 45°C. Pour des faibles valeurs de flux, il n'y a pas de bulle, le transfert est donc purement conductif. Ensuite, une bulle de vapeur se forme et un jet de liquide surchauffé apparaît. Le transfert de chaleur est dominé par l'effet du jet. Pour des flux élevés, l'ébullition est complètement développée. Les phénomènes de jets sont dus à l'évaporation et à la condensation au niveau du dôme de la bulle, et non pas à l'effet Marangoni.

D'après Moghaddam et Kiger [54], le transfert thermique lors de l'ébullition se fait par trois procédés. Le premier est à travers une micro couche d'évaporation durant la croissance de la bulle. La conduction, pendant le remouillage de l'élément chauffant après le départ de la bulle est le second procédé. Enfin, le transfert thermique se fait par micro convection (ou convection de Marangoni) à proximité de l'interface liquide vapeur de la bulle.

Raake et al. [66] ont montré que, pour une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone, le champ de température proche de la bulle se voit perturbé par la convection de Marangoni. Ils ont utilisé la méthode d'interférométrie pour mettre en avant les perturbations du champ de température proche de la bulle par séparations horizontale et verticale (cf. Figure 25). Au moment de l'injection de la bulle, le champ de température se divise en deux zones thermiques. La première zone, proche de la bulle, correspond à l'effet de l'écoulement sur le transfert de chaleur entre la paroi chauffée et le liquide. La seconde zone, avec des isothermes parallèles, correspond au transfert de chaleur lié uniquement à la conduction.

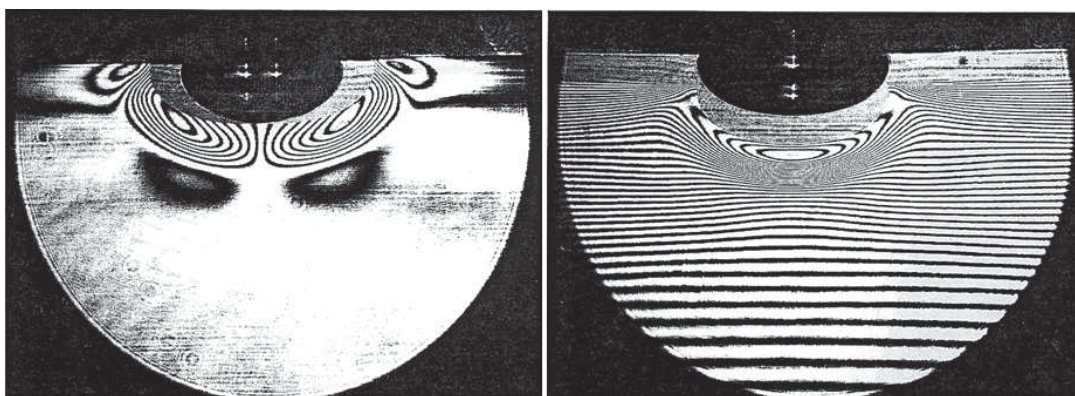


Figure 25 : Interferogrammes par séparations horizontale (gauche) et verticale (droite) dans le cas d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone [66]

L'étendue de la perturbation des isothermes est donc associée au champ d'écoulement et à son intensité. Ceci a été également mis en évidence numériquement par Kassemi et Rashidnia [44] (cf. Figure 26)

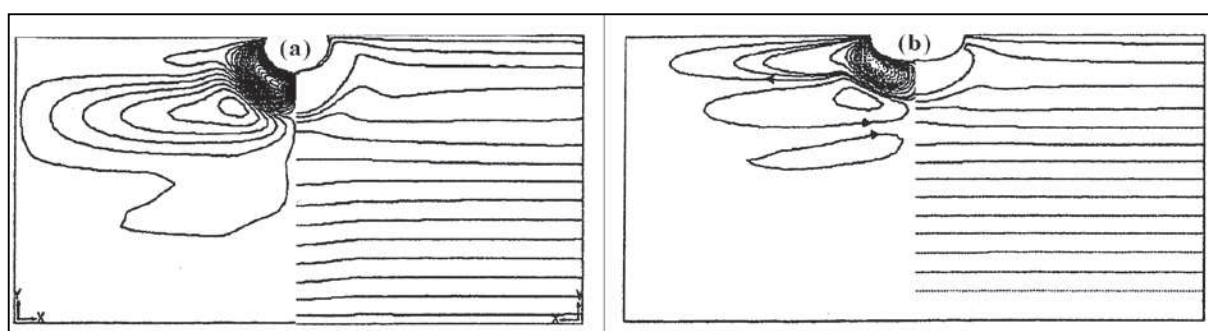


Figure 26 : Lignes de courant (partie gauche de l'image) et isotherme (partie droite de l'image) pour deux nombres de Marangoni (a) $Ma = 14280$ et (b) $Ma = 36120$ obtenues par étude numérique [44]

Raake et al. [66] ont mis en évidence que la température à l'interface est maximale au point de contact avec la paroi chauffée, et décroît plus au moins vite lorsque qu'on s'en éloigne. A partir des interferogrammes, ils ont montré que cette décroissance dépend de l'intensité de la convection thermocapillaire, et donc du nombre de Marangoni. Pour un nombre de Marangoni faible ($Ma = 176$), la température adimensionnée T^* , qui représente le rapport de la différence entre la température du liquide et la température axiale et la différence entre la température de paroi et la température axiale, varie de 40% entre le point chaud et le sommet de la bulle,

alors que, pour un nombre de Marangoni plus grand ($Ma = 12\,371$), la variation est de 20% (cf. Figure 27). La convection de Marangoni entraine donc une homogénéisation de la température proche de la bulle.

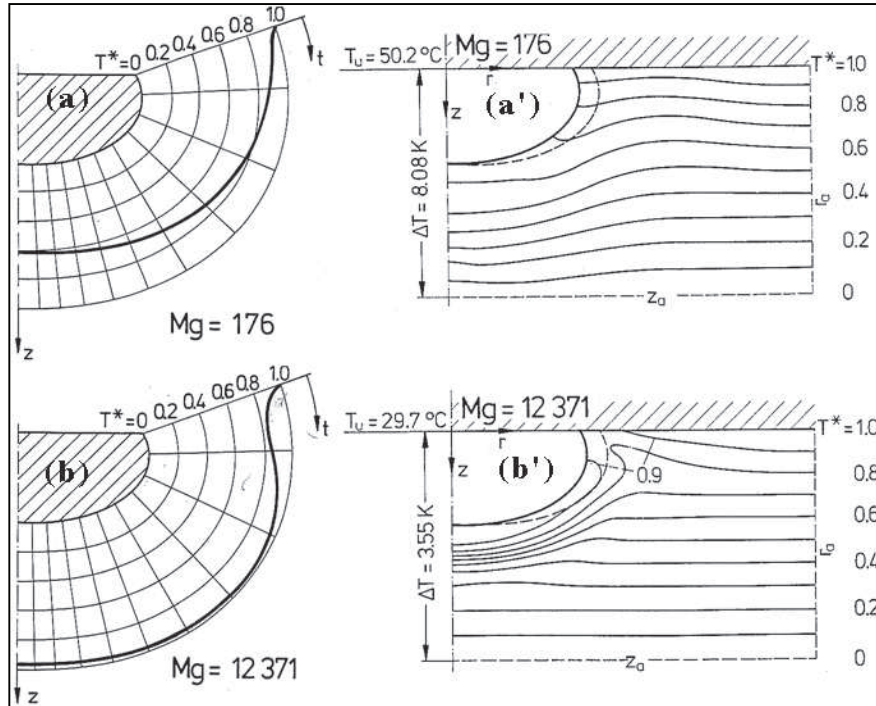


Figure 27 : Représentation de l'influence du nombre de Marangoni (noté ici Mg) sur l'évolution de la température à l'interface, résultats obtenus à partir d'interferogrammes [66]

Gaddis [25] a développé un modèle afin de simuler de l'écoulement thermocapillaire autour d'une bulle de vapeur. Il a ainsi montré que plus le coefficient d'échange de chaleur à l'interface est petit, plus les effets de thermocapillarité sont élevés.

Ces résultats ont été confirmés par l'étude numérique de Kao et Kenning [42] qui porte sur l'influence des nombres de Biot et Marangoni sur l'écoulement. Le nombre de Biot correspond aux échanges de chaleur à l'interface liquide vapeur. En conclusion, les auteurs ont trouvé que les deux nombres de contrôle n'influent pas sur la structure de l'écoulement mais modifient fortement la vitesse.

Straub et al. [76] et Straub et Marek [77] ont réalisé une étude numérique sur la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air pour un fluide avec un nombre de Prandtl de 1,93. Ils ont

fait varier le nombre de Marangoni en fonction du nombre de Nusselt (cf. Figure 28) Ils ont ainsi mis en évidence que pour un nombre de Marangoni inférieur à 100 le transfert de chaleur lié à la convection de Marangoni peut être négligé.

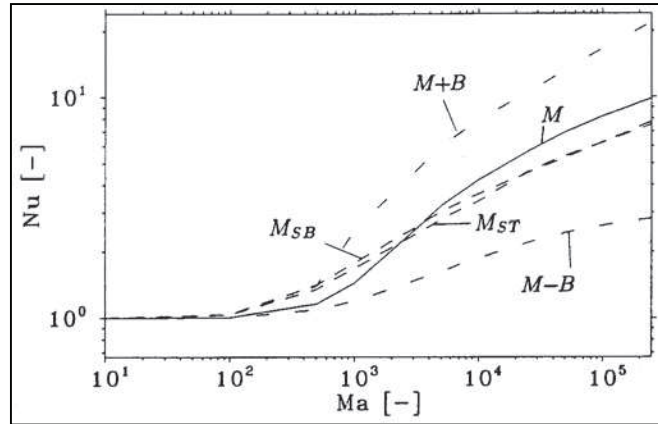


Figure 28 : évolution des transferts de chaleur (Nu) en fonction de l'évolution de la convection de Marangoni (Ma) pour différentes configurations [77]

Petrovic et al. [61] ont mis en évidence l'impact de la convection de Marangoni sur le transfert de chaleur lors de l'ébullition d'eau distillée pour des niveaux de sous refroidissement compris entre 40 et 70 °C. Ils ont ainsi mis en exergue que, lorsque le flux de chaleur à l'élément chauffant augmente les échanges de chaleurs liés à la convection de Marangoni deviennent prédominants.

Demiray et Kim [20] ont réalisé des travaux expérimentaux sur les transferts de chaleur lors de l'ébullition du FC-72 sur un élément chauffant. Lors de leur travaux, le transfert chaleur a été déterminé à l'élément chauffant pour des niveaux de sous refroidissement élevés (H1 à H8 sur la Figure 29) et faibles (L1 à L9 sur la Figure 29). Plus le sous refroidissement est petit, plus l'échange de chaleur lié à la convection de Marangoni est élevé (cf. Figure 29).

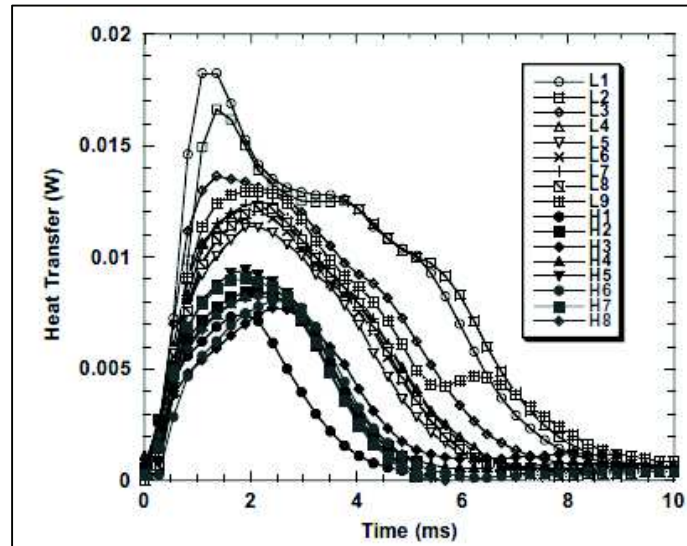


Figure 29 : Évolution de transfert thermique en fonction du temps pour différents niveaux de sous refroidissement [20]

La courbe obtenue expérimentalement lors des travaux de Moghaddam et Kiger [54] montre que l'échange thermique proche de l'interface liquide vapeur est plus important en présence de la convection de Marangoni (« boiling » sur la Figure 30) qu'en présence de la convection naturelle (« Natural Convection sur la. Figure 30). L'étude analytique réalisée par la suite par Moghaddam et Kiger [55] confirme les résultats expérimentaux.

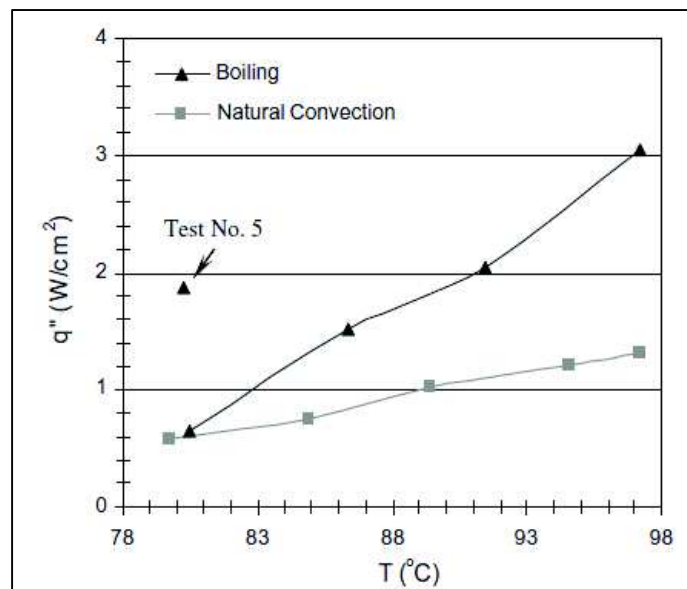


Figure 30 : Comparaison du transfert de chaleur dû à la convection de Marangoni (Boiling) et dû à la convection naturelle (Natural Convection) en fonction de la température [54]

En 2011, Duursma et al. [23] ont mené une étude expérimentale afin de montrer que la densité de flux était plus importante lorsque la convection de Marangoni est établie. Pour cela, ils ont généré des bulles de vapeur de FC-72 à partir d'un fil chaud. Ils ont également observé que le niveau de sous refroidissement agit également sur la densité de flux. Plus le niveau de sous refroidissement est élevé, plus l'échange est important.

1.2.5. Conclusion

Le Tableau 1 regroupe les conditions opératoires des principaux travaux.

Nom	Fluide de travail	Type de bulle	Gamme d'étude				Vitesse max	Longueur Caractéristique utilisée	Régime observé
			Ma	Pr	Ra	Bo			
Arlabosse [3]	Huile de silicone	Air	10 - 250	220 - 880		0,35 - 0,64	0,36 mm/s	R_B	Oscillatoire
Baranenko [8]	Eau	Vapeur	121 - 12000				30 mm/s	R_B	
	Alcool	Vapeur	7,8 - 777				15 mm/s		
	Glycérol	Vapeur	0,4 - 40,3				5 mm/s		
Christopher [17]	Eau	Vapeur	7600				50 - 100 mm/s	D_B	
	Ethanol	Vapeur	5300						
Chun [19]	Huile de silicone	Air	6900 - 15000					h_B	Stationnaire et Oscillatoire
Duursma [23]	FC-72	Vapeur					4 - 25 mm/s		

Gaddis [25]		Vapeur	0,1 - 10000					R_B	
Kassemi [45]	Huile de silicone	Air	2440 - 17000	7,8 - 122	500 - 70000				Stationnaire et Oscillatoire
O'Shaughnessy [58]	Huile de silicone	Air	200 - 2700					R_B^2/h_B	
Raake [66]	Huile de silicone	Air	0 - 30000					R_B	Stationnaire
Wozniak [82]	Huile de silicone	Air	97 - 2552					R_B	Stationnaire

Tableau 1 : Tableau reprenant les conditions opératoires des principales études sur la convection de Marangoni

On constate d'après ce tableau, que la longueur caractéristique utilisée varie suivant les auteurs. Les paramètres de contrôle deviennent difficiles à comparer. Les études menées sur la dynamique de l'écoulement de la convection de Marangoni ont toutes été réalisées en utilisant des méthodes de mesure 2D. Cependant, l'écoulement se développe dans les trois dimensions spatiales [69]. Nous allons donc présenter maintenant quelques méthodes de mesure 3D qui pourraient être utilisées dans le cadre de l'étude de la convection de Marangoni.

1.3. Etat de l'art des méthodes de vélocimétrie optique 3D

Aujourd'hui, il existe différentes méthodes de mesure tridimensionnelles et celles-ci sont divisées en deux sous-parties : les méthodes 2D transposées et les méthodes véritablement 3D.

1.3.1. Méthodes 2D transposées

L'objectif de ces méthodes est de reproduire l'écoulement tridimensionnel à partir d'acquisitions bidimensionnelles. Deux types de techniques existent : la stéréoscopie et la tomographie séquentielle.

1.3.1.1. Stéréoscopie

La stéréoscopie a pour but de restituer un effet de relief à partir de deux images d'un même objet obtenues simultanément par deux cameras différentes. L'effet de relief provient de la

différence entre la vue de l'objet selon l'angle sous lequel il est observé. Le procédé de reconstruction du champ tridimensionnel se déroule en trois étapes :

- la segmentation, permettant d'obtenir les informations spatiales de l'objet observé
- l'appariement des similitudes entre les deux différentes images (via un procédé de mise en correspondance)
- la reconstruction 3D par triangulation à partir des projections de l'objet sur chacune des deux images.

La Figure 31 décrit le principe de fonctionnement de la stéréoscopie pour le suivi de la trajectoire d'une particule dans un écoulement tridimensionnel.

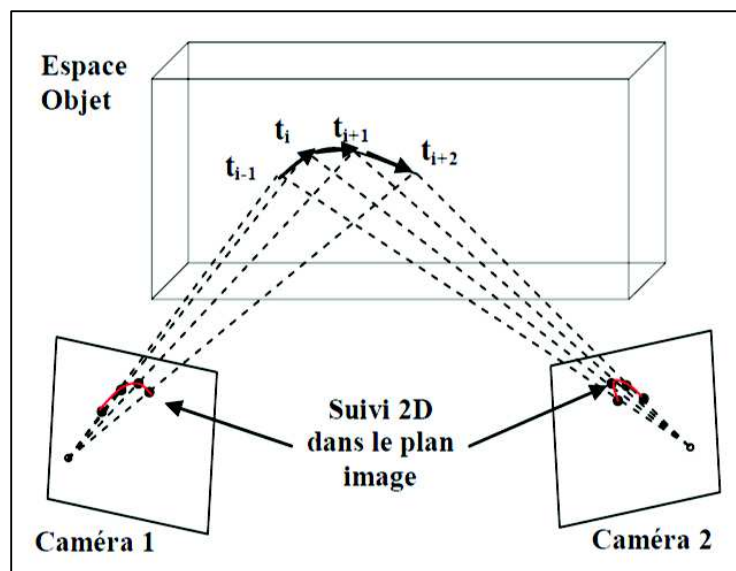


Figure 31 : Schéma de principe de fonctionnement de la méthode de stéréoscopie

Il existe deux techniques de stéréoscopie :

- la technique de translation
- la technique de rotation

1.3.1.1.1. Technique de translation

La méthode de stéréoscopie par translation a été mise au point, et notamment utilisée par Jacquot et Rastogi [40], Sinha [75], Gauthier et Riethmuller [26], Lawson et Wu [47]. Dans cette configuration, les deux caméras sont placées de manière à être perpendiculaires au plan de l'écoulement étudié. La Figure 32 illustre cette configuration.

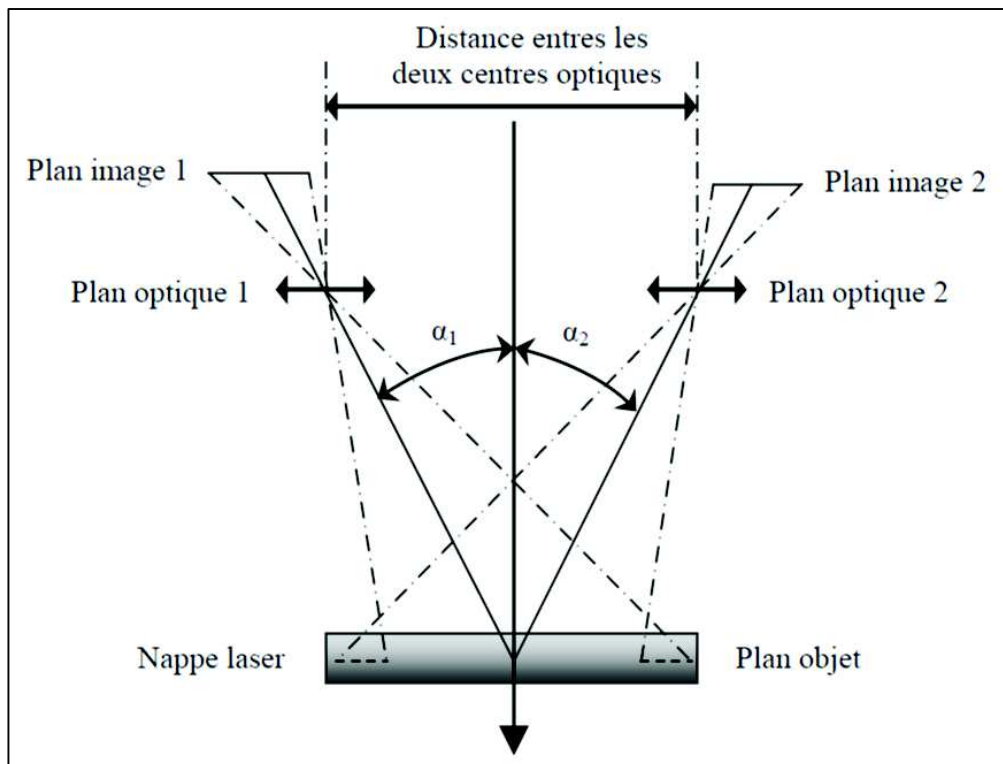


Figure 32 : Schéma de principe de la méthode de stéréoscopie par translation

Le fait que les plans objet, image et optique soient parallèles entre eux rend la mise en place de ces méthodes relativement simple. Il existe cependant une erreur supplémentaire commise sur la composante hors plan par rapport aux autres composantes. Il est possible de réduire cette erreur en augmentant l'angle compris entre l'axe optique de la lentille et la normale à la nappe laser. L'angle maximal est donc fixé par la géométrie de la lentille et est en général inférieur à 10° , sauf pour certaines lentilles qui atteignent 20° . La méthode par rotation a été développée pour pallier cette limitation.

1.3.1.1.2. Technique de rotation

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 33, les axes optiques des caméras sont inclinés par rapport à la nappe laser mais visent la même zone plane de l'objet [4, 30]. Les images obtenues avec cette configuration sont déformées ce qui rend cette méthode plus difficile à

utiliser que la méthode par translation. De plus, contrairement à la méthode par translation, les lentilles ne sont pas parallèles au plan lumineux ce qui rend difficile la mise au point sur les particules de toute la zone d'enregistrement de la camera. Une alternative est le respect du critère de « *scheimpflug* » [38]. Ce critère consiste à faire en sorte de placer le plan image, le plan de la lentille et le plan objet de façon qu'ils se coupent en un même point. Cela permet ainsi d'avoir une image entièrement focalisée sur les particules malgré l'orientation des caméras. Il est cependant nécessaire de réaliser un traitement d'images (à partir d'une calibration) afin de redresser les images déformées à cause de la différence d'orientation des caméras par rapport au plan lumineux.

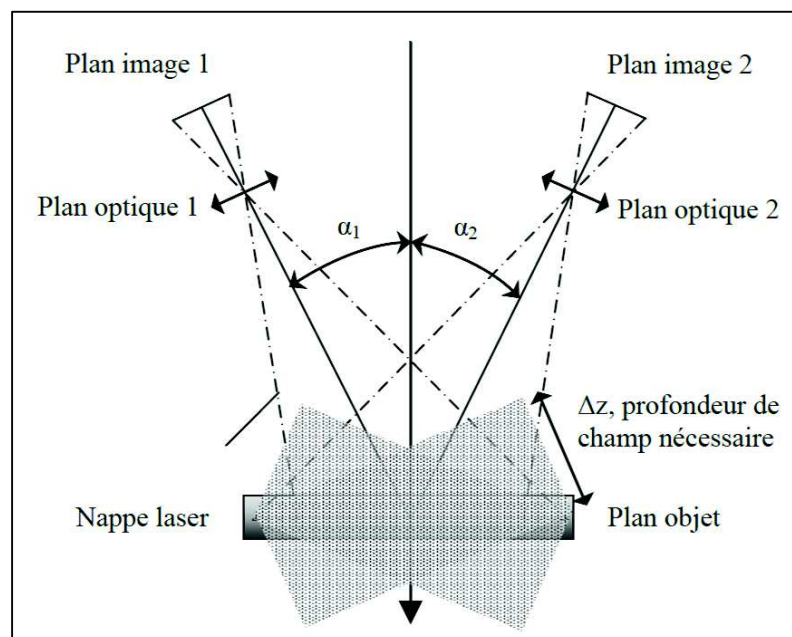


Figure 33 : Schéma de principe de la méthode de stéréoscopie par rotation

Si nous appliquons cette méthode à la vélocimétrie par image de particules (PIV), il suffit, dans un premier temps, de traiter les deux images 2D séparément. Puis, à partir des deux champs de vitesse dans deux composantes spatiales obtenues, nous pouvons reconstruire le champ de vitesse dans les trois composantes spatiales [41, 81].

Cette méthode semble être une bonne alternative à la méthode de translation. Cependant, elle nécessite une profondeur de champ importante et donc une faible ouverture du diaphragme. Cela a pour effet de réduire la quantité de lumière dans la camera. Cette diminution doit être compensée soit par une augmentation de l'intensité lumineuse, soit par l'utilisation d'un

objectif de plus grande ouverture. De plus, la déformation de l'image qu'il faut compenser par des procédures de calibration rend cette méthode difficile d'utilisation.

Gaydon et al. [27] ont mis en point une méthode hybride combinant la translation et la rotation afin d'optimiser la configuration géométrique de leur système.

La stéréoscopie présente d'autres inconvénients que ceux liés aux techniques employées (translation - rotation). Il faut que la qualité des images enregistrées soit importante pour la mise en correspondance. Les positions des caméras engendrent des variations d'intensité lumineuse qui peuvent perturber la reconstruction 3D. La texture des objets observés peut créer des problèmes lors du procédé de segmentation. Enfin, cette méthode nécessite de réaliser une calibration non traditionnelle.

Malgré ces inconvénients, la stéréoscopie est une technique applicable aux méthodes de vélocimétrie connues comme la PIV. Ainsi, elle reste aujourd'hui la technique la plus utilisée pour étudier un écoulement tridimensionnel.

1.3.1.2. Tomographie séquentielle

La tomographie multiple est apparue à partir de l'évolution des techniques de visualisations tomographiques laser bidimensionnelles dans le but d'observer les écoulements tridimensionnels. A partir de la tomographie séquentielle, il est possible d'extraire les informations d'un volume d'écoulement et ainsi reconstruire un champ de vitesses tridimensionnel de l'écoulement étudié [73].

Le principe de la tomographie séquentielle est de réaliser, à l'aide d'un plan laser, un balayage d'un volume de l'écoulement [65]. Le balayage est réalisé à l'aide d'un miroir oscillant couplé à une lentille convergente. Ensuite, il suffit d'enregistrer l'image obtenue sur chaque plan et de réaliser une reconstruction 3D à partir des différents plans. L'inconvénient majeur de cette méthode réside en son incapacité à fournir des informations tridimensionnelles simultanées de l'écoulement observé. Il est donc impossible de mesurer correctement un écoulement tridimensionnel instationnaire.

1.3.2. Méthodes 3D réelles

1.3.2.1. Holographie

L'holographie est une méthode développée en 1948 par Denis Gabor. Elle a été mise en œuvre en 1963 par Lheith et Upatnieks grâce à l'apparition des premiers lasers [48]. Le principe de la méthode consiste à éclairer un objet avec un faisceau de lumière cohérente et monochromatique (laser). L'hologramme résulte des interférences entre les rayons issus de la source (faisceau de référence) et ceux issus des structures éclairées (faisceau objet). Ensuite l'hologramme est éclairé à nouveau par une source laser ce qui a pour conséquence de donner naissance à une image virtuelle tridimensionnelle de l'objet de départ. La Figure 34 illustre le principe de fonctionnement de la méthode.

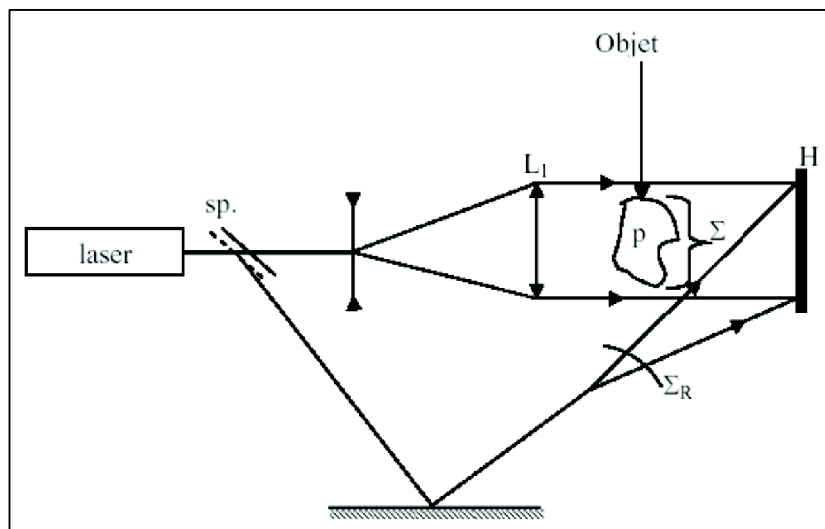


Figure 34 : Schéma de principe de l'holographie

Il suffit de photographier une suite d'images obtenues par holographie avec une camera CCD afin de pouvoir ensuite réaliser un traitement nous permettant d'obtenir le champ de vitesse tridimensionnelle. Contrairement aux méthodes précédentes, cette méthode permet d'enregistrer un volume de l'objet, et pas seulement un plan.

Thompson et al. [79] ont mis en œuvre cette méthode pour caractériser l'écoulement tridimensionnel d'un nuage de particules en suspension dans un fluide.

Cependant, cette méthode nécessite l'utilisation d'une source de lumière capable d'émettre un flash suffisamment court pour figer les particules dans le volume de mesure. En effet, si le flash n'est pas assez court, cela provoque un flou sur l'hologramme et donc une perte d'information non négligeable.

1.3.2.2. Tomographie multiple

La tomographie multiple est une méthode basée sur la tomographie séquentielle. Le principe consiste à éclairer un volume de lumière avec plusieurs plans lumineux de couleur différente. Ainsi, il est possible d'obtenir les informations des différents plans de façon simultanée et donc de reconstruire un champ tridimensionnel réel.

Prenel et al. [64] ont proposé une méthode afin de générer trois plans lumineux de couleurs différentes en diffusant la lumière d'un laser (cf. Figure 35). Ils ont réussi ainsi, en plaçant trois cameras perpendiculairement et équipées d'un filtre d'onde passante fixé sur chaque plan lumineux, à suivre, de façon qualitative, le comportement tridimensionnel d'un écoulement. Malgré le caractère véritablement tridimensionnel de la méthode, celle-ci présente un inconvénient dû à la génération de plans lumineux. En effet, les particules d'ensemencement ne restent pas suffisamment longtemps dans les plans lumineux et donc il est impossible de quantifier l'écoulement tridimensionnel.

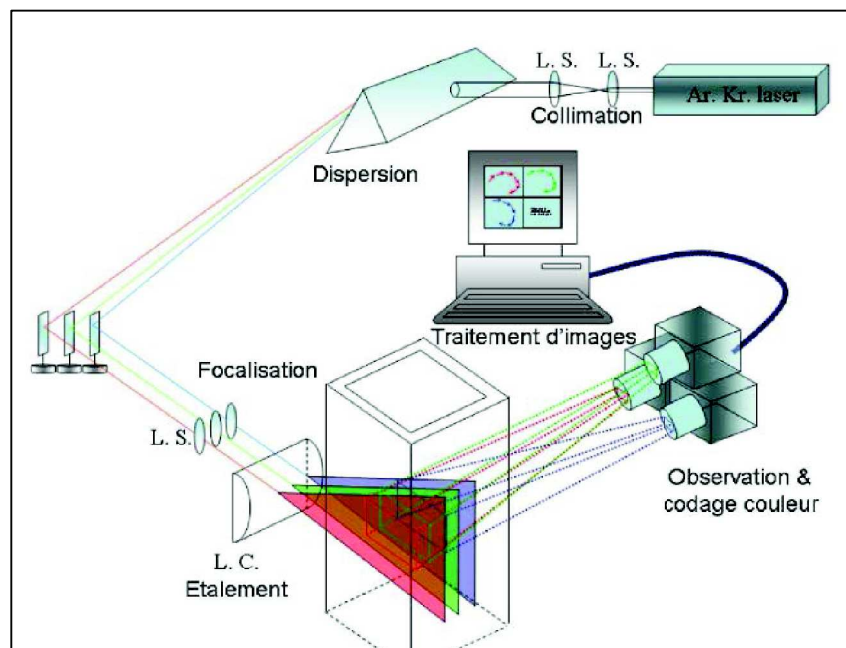


Figure 35 : Schéma de principe de la méthode de tomographie multi-raies [64]

Lors de ses travaux de thèse, Gbamelé [28] a cherché à mettre au point une solution pour pallier à ce problème. Il a donc utilisé non pas des plans lumineux mais des volumes de lumière homogènes (cf. Figure 36). La camera enregistre des traces lumineuses laissées par les particules d'ensemencement. Ces traces peuvent être soit d'une seule couleur, soit de deux, soit de trois selon le déplacement des particules dans l'écoulement. L'inconvénient de cette méthode est l'utilisation d'uniquement trois couleurs pour les volumes de lumière, ce qui limite l'exploitation quantitative de l'écoulement tridimensionnel.

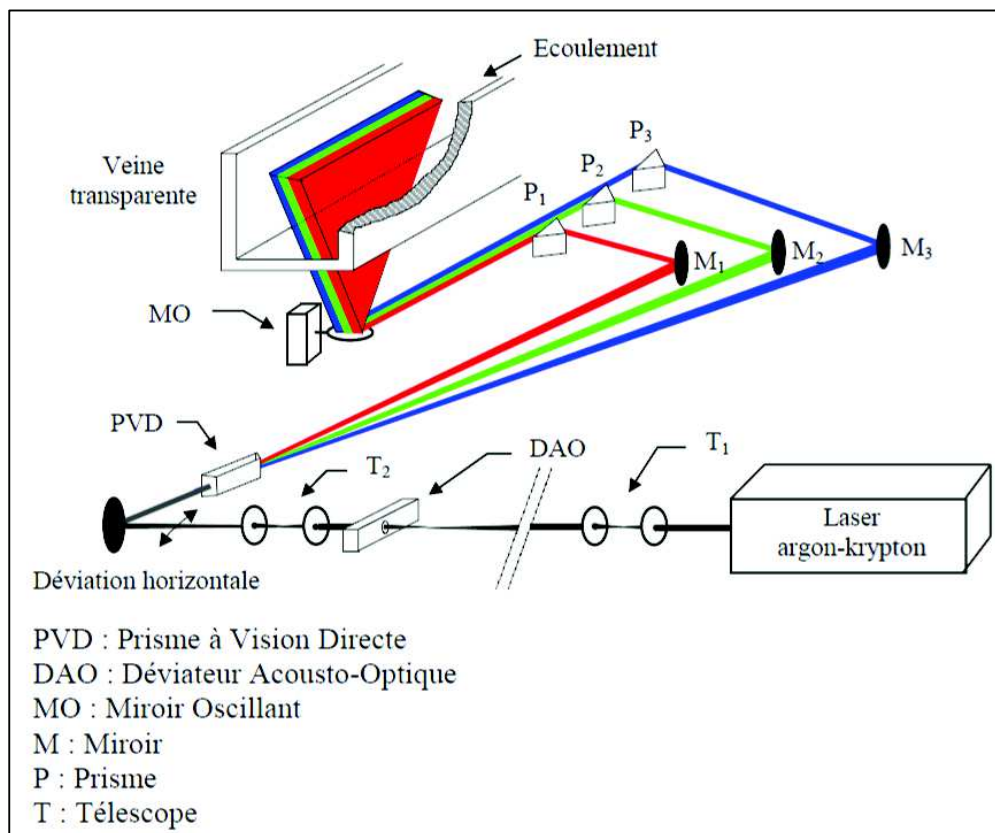


Figure 36 : Schéma de principe de la méthode de tomographie multiple à volume de lumière parallèle [28]

Dans la même optique que Gbamelé, Ruck [72] a mis en place une méthode présentant un plus grand nombre de volumes de lumière de couleurs différentes. Il a développé un codage couleur qui permet de mesurer quantitativement un écoulement tridimensionnel. L'inconvénient de cette méthode réside dans l'utilisation de lasers monochromatiques pour

générer les différents volumes de lumière colorés. En effet, ceci a pour conséquence de limiter le nombre de couleurs (cf. Figure 37).

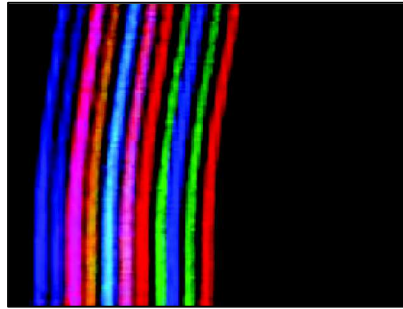


Figure 37 : Gradient de couleurs obtenu par Ruck [72]

1.3.2.3. RVV

Le nombre de volumes lumineux de longueurs d'ondes différentes est limité par le nombre de raies laser disponibles. Dans le but d'améliorer les méthodes précédentes, l'éclairage laser monochromatique a été remplacé par un spectre continu issu d'une lumière blanche. La diffusion de la lumière blanche a permis d'obtenir un volume polychromatique continu sous l'apparence d'un arc-en-ciel. Cette technique fut baptisée « Vélocimétrie Volumique Arc-en-ciel » ou encore « Rainbow Volumic Velocimetry » [50, 85].

Dans la partie 2.6, nous verrons en détails le principe de cette méthode et les modifications apportées au cours de cette thèse.

1.4. Conclusion

Lors de cet état de l'art, nous avons aussi pu constater qu'il existe de nombreuses études sur les mécanismes de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air. En effet, les différents régimes de la convection sont assez bien connus d'un point de vue expérimental et numérique.

Dans le cas de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur, il existe quelques études sur les phénomènes de jets liés à celle-ci. Il n'existe que très peu de travaux portant sur

les régimes de cette convection thermocapillaire. Les travaux de cette thèse ont pour objectif d'essayer de combler ce manque de connaissance concernant la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur.

Nous avons présenté les méthodes d'observations et de mesures utilisées ou applicables à l'étude de la convection de Marangoni. Aucune des méthodes ne semble pouvoir décrire de façon précise l'écoulement de cette convection. Il est donc nécessaire de réaliser des couplages de plusieurs méthodes.

Dans le prochain chapitre, nous allons décrire les dispositifs expérimentaux utilisés lors de nos travaux.

Chapitre 2 : Dispositifs expérimentaux

Afin d'étudier la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air et d'une bulle de vapeur en 2D, nous avons développé deux dispositifs expérimentaux qui ont été équipés avec un système d'ombroscopie et un système de PTV (Particle Tracking Velocimetry).

Cette partie de chapitre s'articule en cinq sous parties :

- le système physique
- le dispositif expérimental dans le cas de la bulle d'air
- le dispositif expérimental dans le cas de la bulle de vapeur
- le choix des fluides de travail
- les méthodes de mesure 2D

Enfin une dernière partie est dédiée à la description de la méthode 3D optimisée lors de cette thèse : Rainbow Volume Velometry. Cette partie est structurée en quatre sous parties :

- le principe de la méthode
- l'optimisation de la méthode
- le programme de traitement des images RVV
- l'étalonnage de la méthode

2.

2.1. Choix du système physique

2.1.1. Bulle unique

Nous avons choisi de générer une bulle unique (air ou vapeur) afin d'étudier le comportement de la convection de Marangoni autour d'une interface liquide-gaz ou liquide-vapeur d'un point de vue fondamental.

Certes, il existe de nombreuses études numériques réalisées autour d'une bulle, mais peu d'études expérimentales sont disponibles dans la littérature. Afin d'étudier le comportement de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur, il est conseillé de générer une bulle unique. La présence de plusieurs bulles entraîne l'apparition de phénomènes pouvant perturber la convection thermocapillaire et rendre difficile son étude. Les effets de sillages dus au départ des autres bulles perturbent le comportement de l'écoulement lié aux effets de tension de surface. Une autre source de perturbations est la coalescence des bulles qui empêche la convection de s'établir correctement autour d'une des bulles. Enfin, lorsque les bulles sont trop proches, nous pouvons observer une interaction entre les écoulements liés à l'effet Marangoni présent autour de chaque bulle. Ainsi, la génération d'une bulle unique permet d'isoler le phénomène autour celle-ci.

L'étude expérimentale de la convection de Marangoni autour d'une bulle en présence d'un gradient de température peut être effectuée grâce à différentes géométries de cellule de mesure.

2.1.2. Configuration de la cellule pour la génération de la bulle

Deux paramètres influencent la configuration de la cellule : le sens du gradient de température et la localisation de la bulle unique. A partir de ces deux paramètres, il est possible d'avoir quatre configurations différentes pour la cellule (Figure 38):

- *1^{ère} configuration : le gradient de température est établi de haut en bas et la génération de la bulle se fait sur la surface inférieure*
- *2^{ème} configuration : le gradient de température est établi de haut en bas et la génération de la bulle se fait sous la surface supérieure*
- *3^{ème} configuration : le gradient de température est établi de bas en haut et la génération de la bulle se fait sur la surface inférieure*
- *4^{ème} configuration : le gradient de température est établi de bas en haut et la génération de la bulle se fait sous la surface supérieure*

En l'absence de bulle, lorsque la température de la paroi inférieure est plus élevée que la paroi supérieure, nous pouvons voir apparaître des instabilités dites de «Rayleigh-Bénard » qui sont induites par la variation de la masse volumique en fonction de la température. Ces instabilités engendrent un déplacement du liquide de la zone chaude vers la zone froide et donc du bas vers le haut de la cavité. Pour la majorité des liquides, la tension de surface décroît lorsque la température augmente. En présence d'une bulle, le mouvement convectif lié à l'effet Marangoni se superposera au mouvement du liquide lié aux instabilités de Rayleigh-Bénard.

En l'absence de bulle, lorsque la température de la paroi supérieure est plus chaude que la paroi inférieure, nous obtenons une stratification de densité qui est stable et donc les transferts de chaleur se font uniquement par conduction entre la paroi supérieure et la paroi inférieure. En présence d'une bulle sur la paroi supérieure, l'augmentation de la tension de surface va engendrer un mouvement en opposition à celui induit par la gravité. En effet, le liquide mis en mouvement par les effets de tension de surface va se déplacer de la paroi chauffée (haut) vers la paroi plus froide (bas), alors que la poussée d'Archimède tend à faire remonter le liquide chaud (plus léger) vers le haut de la cavité. La convection de Marangoni va donc être, dans cette configuration, en opposition avec la convection naturelle.

La génération de la bulle peut être effectuée selon deux configurations : sur la paroi inférieure ou sous la paroi supérieure. Générer la bulle sur la paroi inférieure engendre un départ trop rapide de la bulle. Sous l'effet de la poussée d'Archimède, la bulle a tendance à se détacher de la paroi pour atteindre le haut de la cellule. Lorsque la bulle est générée sous la paroi supérieure, le temps d'observation de la convection de Marangoni autour de la bulle est prolongé. Cependant, si la bulle est générée par ébullition, la paroi supérieure doit être légèrement inclinée afin de permettre à la bulle de quitter la surface lorsque cette dernière atteint une certaine taille. En l'absence de cette inclinaison, la bulle risque de continuer à croître et atteindre une taille telle que nous ne serions plus en présence d'ébullition nucléée mais d'ébullition en film. Lors de ce phénomène, la paroi chauffante n'est plus refroidie par le remouillage lors du départ de la bulle et elle pourrait alors se dégrader. A cela s'ajoute le fait qu'il est impossible de générer une bulle de vapeur unique avec la 2^{ème} et la 3^{ème} configuration car nous observerons de l'ébullition dans l'ensemble de la cellule.

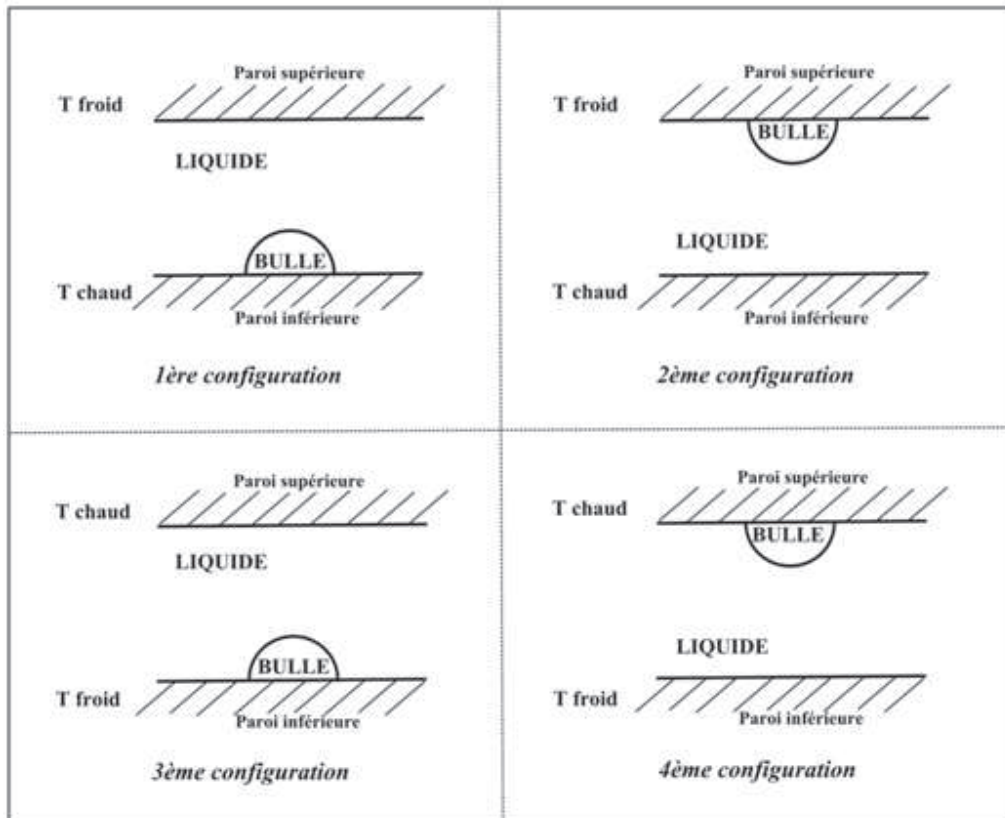


Figure 38 : Les différentes configurations possibles

Pour notre étude sur la convection de Marangoni autour d'une bulle unique, nous avons choisi de travailler avec la 4^{ème} configuration : le gradient de température est établi de bas en haut et la bulle est générée sous la paroi supérieure. Les mouvements convectifs dus aux effets de Marangoni sont en compétition avec les mouvements thermogravitationnels.

Nous allons maintenant nous intéresser à la description des bancs d'essais utilisés lors de l'étude autour d'une bulle d'air et autour d'une bulle de vapeur.

2.2. Choix du fluide de travail

2.2.1. Critères de sélection

2.2.1.1. Viscosité

La viscosité du liquide de travail joue un rôle important sur l'apparition de la convection de Marangoni. En effet, Reynard-Carette [70] a montré que pour des huiles de silicone ayant une viscosité élevée, le régime stationnaire n'était pas observable contrairement au régime

oscillatoire. De plus, la viscosité agit sur la vitesse d'écoulement du fluide : moins le liquide est visqueux, plus la vitesse sera importante. Dans notre étude, nous travaillons avec des liquides de viscosité proche de $1 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

2.2.1.2. Toxicité

Il existe beaucoup de travaux sur la convection de Marangoni utilisant des fluides toxiques comme le mélange eau-méthanol [60] ou encore le R113 [84]. Afin de ne pas avoir à adapter notre dispositif expérimental à l'utilisation de produits dangereux, nous avons opté pour l'utilisation de fluides de travail qui présentent peu ou pas de risques de toxicité.

2.2.1.3. Contamination de l'interface

L'interface peut être contaminée par des impuretés qui peuvent empêcher la mise en place des écoulements thermocapillaires liés à Marangoni. La concentration en impuretés est souvent très faible, rendant sa quantification et sa détection difficiles.

La contamination d'interface est un cas fréquent. Kao et Kenning [42] ont présenté le protocole à suivre avec l'eau pour éviter toute contamination. Il consiste en la déminéralisation et la distillation de l'eau à l'aide d'une solution alcaline suivi d'un nettoyage à l'acide chromique du dispositif expérimental. Ce protocole étant très contraignant, l'eau est un fluide qui reste peu utilisé pour étudier la convection de Marangoni et que nous avons décidé d'écarter.

2.2.1.4. Nombre de Prandtl

Dans le cadre de notre étude, nous voulons pouvoir observer le régime stationnaire et oscillatoire tridimensionnel et complexe de la convection de Marangoni. Le nombre de Prandtl défini s'il est possible d'observer tel ou tel régime de la convection de Marangoni [69]. Il a été montré que pour un nombre de Prandtl situé entre 10 et 20, il était possible d'observer les trois types de régime. Nous avons donc sélectionné des fluides présentant un nombre de Prandtl situé dans cet écart.

2.2.1.5. Température d'ébullition

La température d'ébullition est un paramètre fixé uniquement dans le cas de l'étude autour de la bulle de vapeur. La bulle est créée par la vaporisation du liquide de travail ce qui n'est pas le cas lorsqu'on injecte la bulle d'air dans ce dernier. La température d'ébullition est fixée à

moins de 60°C pour préserver la sécurité de l'expérimentateur sans compliquer le dispositif expérimental. Notre choix de liquide s'est donc dirigé vers la catégorie des liquides frigorigènes.

A partir de l'ensemble de ces critères, et en se basant sur les fluides utilisés lors des travaux précédents [9, 70], notre choix s'est porté sur de l'huile silicone Bluesil 41V0.65 de Bluestar Silicone pour l'étude autour d'une bulle d'air et sur du Fluorinert FC-72 de 3M pour l'étude autour d'une bulle de vapeur.

2.2.2. Propriétés des fluides sélectionnés

2.2.2.1. Huile de silicone Bluesil 41V0.65

Cette huile de silicone est de l'hexaméthylidisiloxane. Elle se caractérise par une faible tension superficielle (cf. Tableau 2) et elle est très peu sensible à la contamination atmosphérique. Elle est insoluble dans l'eau ce qui nécessite d'utiliser des particules d'ensemencement préalablement séchées afin d'éviter des agglomérats.

<i>Viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)</i>	$6,5.10^{-7}$
<i>Tension de surface ($N.m^{-1}$)</i>	$15,9.10^{-3}$
<i>Masse volumique ($kg.m^{-3}$)</i>	760
<i>Chaleur spécifique massique ($J.kg^{-1}.^{\circ}C^{-1}$)</i>	2900
<i>Conductivité thermique ($W.m^{-1}.^{\circ}C^{-1}$)</i>	0,10
<i>Indice de réfraction</i>	1,375
<i>Nombre Prandtl</i>	12,3

Tableau 2 : Propriétés de l'huile de silicone Bluesil 41V0.65 à la température de 25°C et à la pression de 1 atm

2.2.2.2. Fluorinert FC-72

Le nom chimique du Fluorinert FC-72 est le perfluorohexane de formule brute C_6F_{14} . Il entre dans la catégorie des fluides frigorigènes de type perfluorocarbure (PFC). Il s'agit d'un liquide incolore et inodore chimiquement stable et biologiquement inerte. Ce liquide a été utilisé dans plusieurs études expérimentales pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une

bulle de vapeur [10, 14, 54]. Le Tableau 3 présente les caractéristiques du FC-72 pour les températures de 25°C et de 56°C à la pression atmosphérique.

<i>Température (°C)</i>	25	56
<i>Viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)</i>	$3,8.10^{-7}$	$2,8.10^{-7}$
<i>Tension de surface ($N.m^{-1}$)</i>	12.10^{-3}	8.10^{-3}
<i>Masse volumique ($kg.m^{-3}$)</i>	1675	1596
<i>Chaleur spécifique massique ($J.kg^{-1}.°C^{-1}$)</i>	1053	1099
<i>Conductivité thermique ($W.m^{-1}.°C^{-1}$)</i>	0,057	0,054
<i>Indice de réfraction</i>	1,251	1,233
<i>Nombre Prandtl</i>	11,8	8,5

Tableau 3 : Propriétés générales du Fluorinert FC-72 pour la température $T = 25°C$ et $56°C$ à la pression atmosphérique

De plus, le FC-72 est un fluide qui dissout l'air, ce qui peut nécessiter un dégazage suivant les applications. Le fluide étant très volatil, il est indispensable de travailler en circuit fermé. Cependant, cela provoque une augmentation de la pression d'où l'utilisation d'un vase d'expansion. Lors du début du chauffage du bain liquide, le dégazage de l'air dissout dans le FC-72 est important et la paroi déformable du vase d'expansion ne suffit plus à compenser l'augmentation de la pression. Dans ce cas, nous utilisons une vanne qui permet de laisser l'air s'échapper. L'ouverture de la vanne ne se fait jamais en continu mais seulement par intermittence lorsque la paroi déformable est tendue (Figure 46 Cas 2).

2.3. Description du banc d'essai dans le cas de la bulle d'air

Dans cette partie, nous allons nous intéresser au banc expérimental mis en place pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air.

La Figure 39 présente le banc expérimental complet (systèmes de mesure, cellule de mesure, différentes instrumentations). Les systèmes de mesures, identiques pour l'étude autour de la bulle d'air et la bulle de vapeur, seront traités dans la section 2.5.

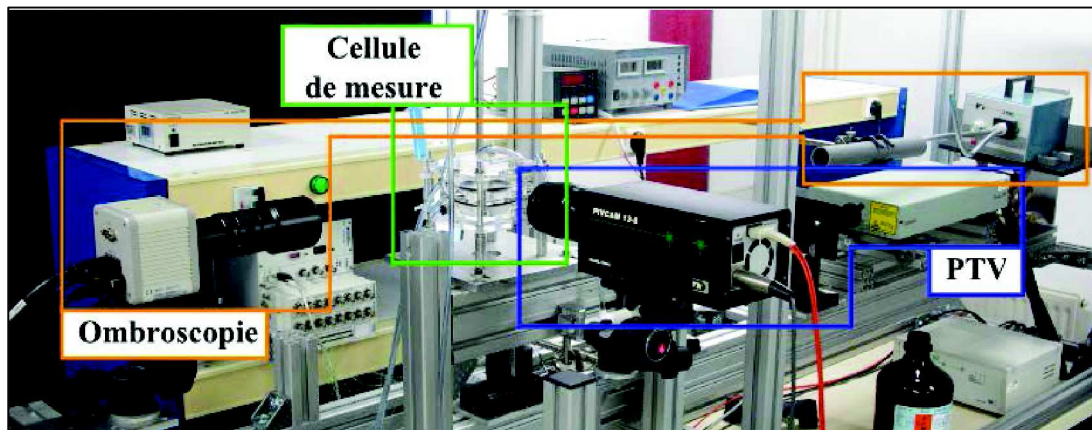


Figure 39 : Photo du banc expérimental utilisé pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air

2.3.1. Thermocouples

Pour l'étude de la convection de Marangoni, la température du fluide de travail est un paramètre important. La fabrication et l'étalonnage de thermocouples étant une des compétences du département ENERGIE du laboratoire FEMTO-ST, nous avons réalisé et étalonné des thermocouples de type K (Alumel-Chromel) avec des fils de diamètre 100,0 μm (cf. Figure 40).

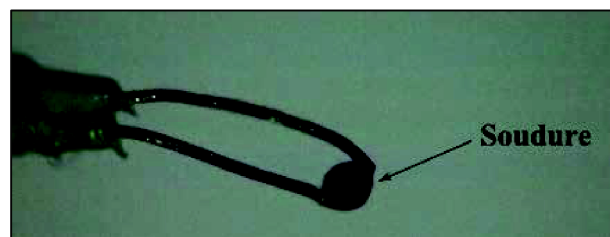


Figure 40 : Photo d'un thermocouple réalisé et étalonné à l'institut FEMTO-ST

Pour la réalisation de la soudure du thermocouple entre les deux matériaux, nous avons utilisé une machine à souder. Elle permet de faire une soudure entre deux fils par impulsion électrique (création d'un arc électrique au niveau de la zone à souder). Pour l'étalonnage, les thermocouples sont placés dans un four où se trouve une sonde de température de référence. Nous avons imposé au four une montée et une descente en température de 20 $^{\circ}\text{C}$ à 60 $^{\circ}\text{C}$ par

pas de 0,5 °C. A partir des températures mesurées par les thermocouples et la sonde de température de référence, nous avons ainsi pu obtenir les droites d'étalonnage (fonctions linéaires sur le domaine de températures opératoires). De celles-ci, nous avons déduit les coefficients de corrections de chaque thermocouple.

2.3.2. Système de chauffage pour la mise en place du gradient de température

Afin d'obtenir un gradient de température homogène entre le bas et le haut de la cellule, celle-ci a été équipée de deux échangeurs, un en haut et un en bas (Figure 41). Le fluide caloporteur traversant ces échangeurs est de l'eau. La température et le débit du fluide caloporteur des deux échangeurs sont fixés au niveau des deux bains thermostatés. La plage de températures fixée au niveau des échangeurs est comprise entre 17 °C et 36 °C.

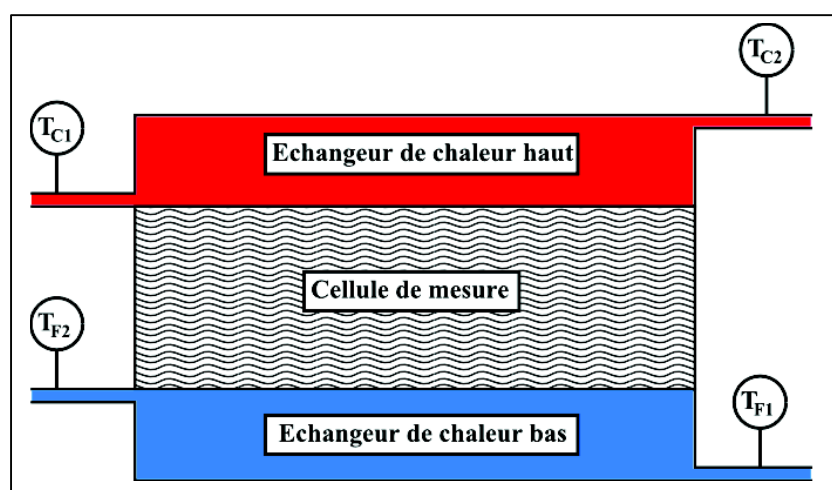


Figure 41 : Schéma du système permettant de mettre en place le gradient de température au sein de la cellule de mesure

Afin de contrôler la température, des thermocouples sont placés à chaque entrée/sortie des échangeurs. Les thermocouples sont reliés à un châssis d'acquisition, lui-même connecté à un ordinateur de contrôle.

2.3.3. Géométrie de la cellule

Le banc expérimental possède également une cellule de mesure (Figure 42). Cette dernière avait été utilisée lors d'une thèse précédente [70]. La cellule se caractérise par sa forme

parallélépipédique et par son système d'injection de bulle d'air. Les dimensions de la cellule sont 50×50×5 mm, ce qui représente un volume de fluide de travail de 12,5 cm³. La cellule avait été réalisée en plexiglas afin de permettre l'utilisation de méthodes de mesure optique choisies pour l'étude de la convection de Marangoni (Ombroscopie et PTV).

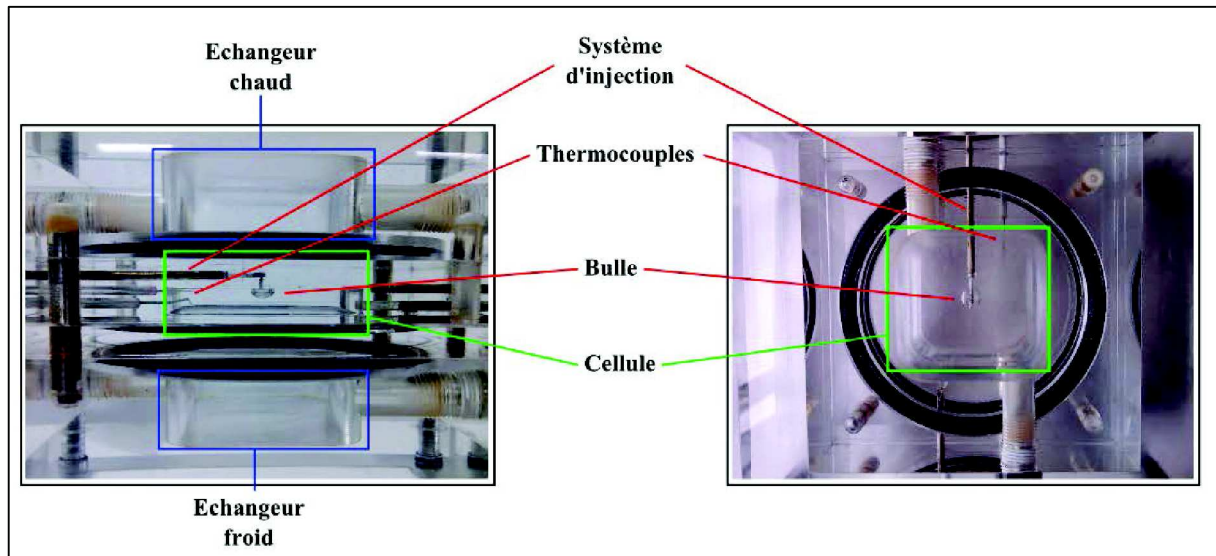


Figure 42 : Photo de la cellule de mesure utilisée pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air vue de côté (à gauche) et vue du dessus (à droite)

La mise à l'atmosphère se fait par une ouverture (partie haute de la cellule) prolongée par un tube vertical. Le remplissage de la cellule se fait au niveau de la partie inférieure afin d'évacuer l'air de la cellule par l'ouverture supérieure (mise à l'atmosphère). Afin de connaître la température du bain liquide, deux thermocouples ont été placés à l'intérieur de la cellule, directement en contact avec le fluide test.

2.3.4. Génération de la bulle d'air

Dans le cas de la génération de la bulle d'air, nous utilisons un système d'injection illustré en Figure 43 [70].

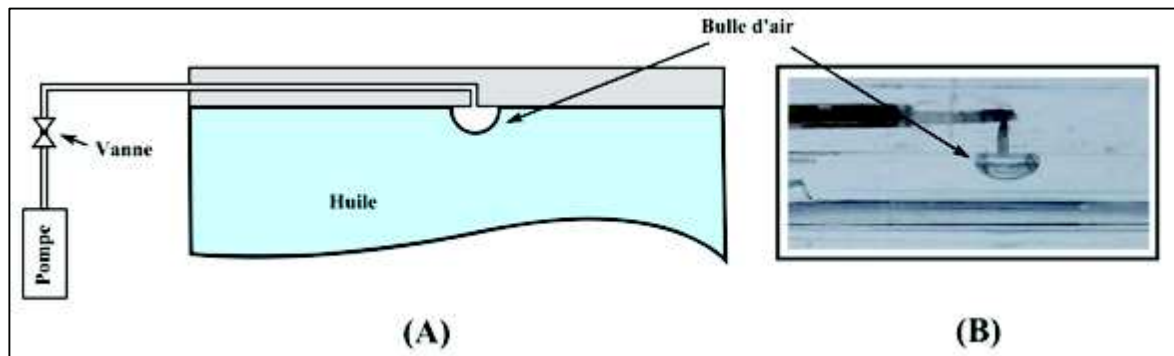


Figure 43 : Schéma (A) et photo (B) du système d'injection de bulle d'air

Le système d'injection est composé d'une pompe manuelle à vis, d'une vanne et d'une cavité au centre de la paroi supérieure dans laquelle la bulle va être générée. La pompe manuelle permet l'apport d'air nécessaire à la création de la bulle d'air. La vanne sert à isoler le système de l'extérieur lorsque la bulle est créée. Le diamètre de la cavité est de $100 \pm 2 \mu\text{m}$. Ce système d'injection nous a permis de faire des bulles de diamètre compris entre 0,25 mm et 8,00 mm.

2.3.5. Conditions opératoires

Le cas de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air a souvent été étudié et les conditions d'apparition du phénomène sont bien connues. A partir des travaux de Reynard et al. [69], nous faisons varier deux paramètres : le gradient de température et le diamètre de bulle.

2.3.5.1. Gradients de température

Nous générons un gradient de température vertical en imposant une température de source chaude et en faisant varier la température de source froide. Nous obtenons ainsi un écart de température compris entre environ 4,5 °C et 15,0 °C.

2.3.5.2. Diamètre de la bulle

Le diamètre de la bulle a été fixé par rapport à la limite de notre système d'injection et aux méthodes de mesure. En effet, notre système d'injection permet la création de bulles avec un diamètre minimum de 250 μm . Le diamètre maximum est fixé à 700 μm . Au-delà de ce diamètre, la bulle devient trop grosse pour observer correctement la convection de Marangoni autour de l'interface.

2.3.5.3. Protocole expérimental

Dans le cas de l'étude de la convection de Marangoni autour de la bulle d'air, le protocole expérimental est le suivant :

- Génération du gradient de température
- Génération de la bulle d'air et mesure du diamètre par ombroscopie à l'aide d'une échelle étalonnée
- Acquisition PTV et température pendant la durée de la présence de la bulle
- Génération des champs de vitesse PTV puis analyse des champs afin de détecter la présence d'un ou plusieurs vortex convectifs (opération très couteuse en temps et parfois peu fructueuse)

2.4. Description du banc d'essai dans le cas de la bulle de vapeur

Le banc expérimental complet utilisé pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur est présenté en Figure 44.

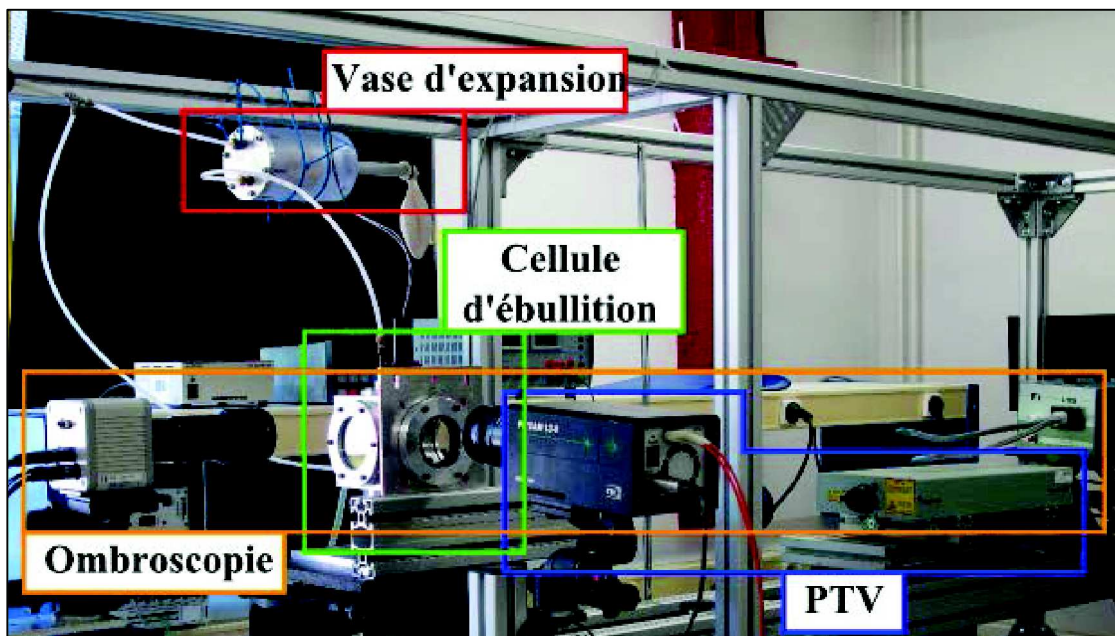


Figure 44 : Photo du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur

2.4.1. Thermocouples

Comme dans le cas de l'étude autour d'une bulle d'air, les thermocouples utilisés pour la mesure de température sont de type K et de diamètre de fil égal à 100 μm . Leur procédé de fabrication et d'étalonnage est identique à celui présenté en section 2.2.1.

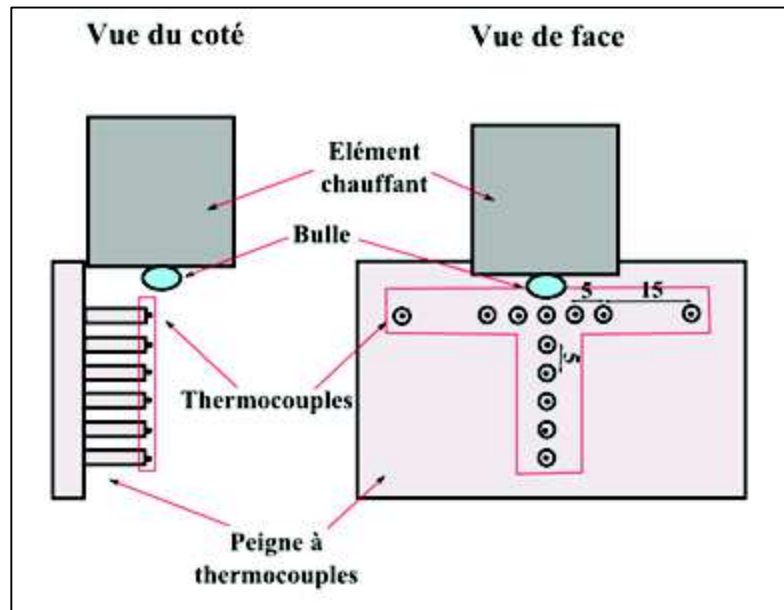


Figure 45 : Schéma du peigne à thermocouples

Les thermocouples ont été placés sur un support en PVC de manière à avoir une connaissance de la température à différents endroits de la cellule d'ébullition. Nous retrouvons en Figure 45 leur disposition sur le peigne de thermocouples, les valeurs données sur le schéma sont en millimètre. L'ensemble des thermocouples est relié à un châssis d'acquisition qui permet de mesurer et d'enregistrer les températures des différents thermocouples.

2.4.2. Vase d'expansion

Afin de maintenir la cellule d'ébullition à pression atmosphérique, et de travailler en boucle fermée (limiter les pertes de fluide lors de l'ébullition), nous avons utilisé un vase d'expansion. Son principe repose sur l'utilisation d'une paroi déformable liée à la cellule d'ébullition. La présence de cette paroi déformable permet d'augmenter le volume de la cellule d'ébullition, et ainsi de compenser l'augmentation de pression. La Figure 46 illustre le

principe de fonctionnement. Le vase d'expansion a été dimensionné de manière à ce que la paroi déformable reste « flottante » et n'induisse aucune pression supplémentaire.

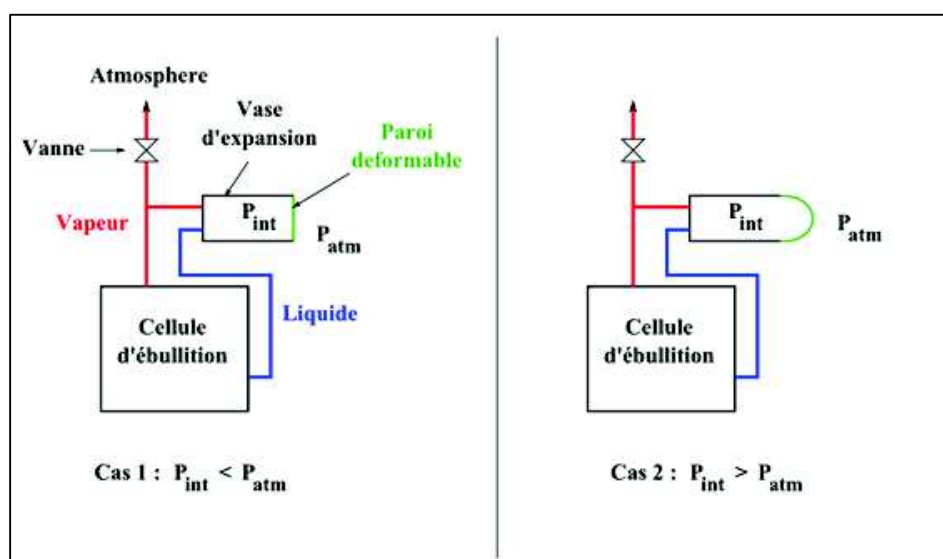


Figure 46 : Principe de fonctionnement du vase d'expansion

2.4.3. Système de chauffage du bain liquide

La température du bain liquide est obtenue grâce à quatre résistances chauffantes de puissance de 250 W. Ces résistances sont reliées à un régulateur PID afin de maintenir et de contrôler en température le bain liquide. Un thermocouple est situé dans le bain liquide afin de mesurer la température de contrôle du régulateur.

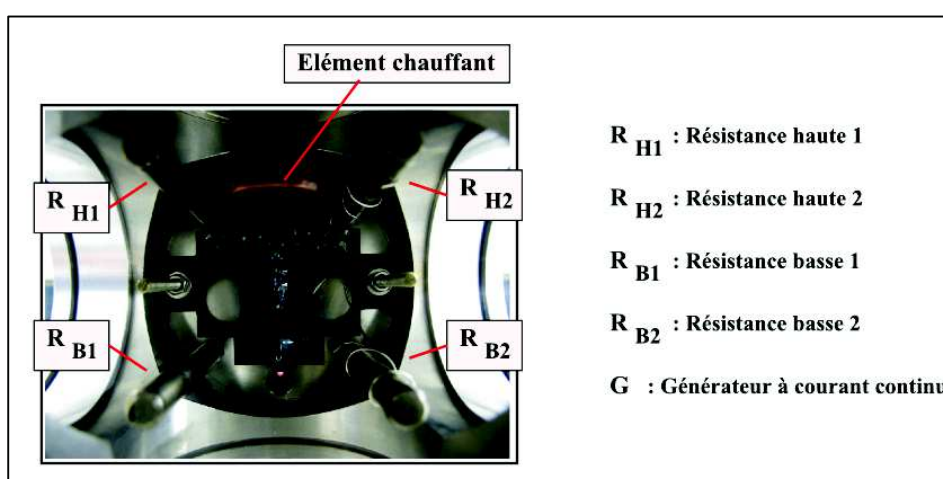


Figure 47 : Photo du montage des résistances chauffantes du bain liquide

Afin d'obtenir une température uniforme dans l'ensemble du bain liquide, les résistances sont montées en série/parallèle (Figure 47). Les résistances de la partie inférieure (R_{B1} et R_{B2}) fournissent davantage de chaleur, elles sont donc montées en série. Les résistances de la partie supérieure sont montées en parallèle pour dégager moins d'énergie.

2.4.4. Élément chauffant et surface de nucléation.

Le gradient de température est défini entre l'élément chauffant (où se situe le site de nucléation) et le bain liquide. Cet élément est composé d'une résistance chauffante qui est alimentée par un générateur de courant continu. Ce dernier définit la puissance apportée à la résistance. La chaleur dégagée par la résistance est transmise par conduction à la surface de nucléation. La surface de nucléation est composée d'un disque de cuivre de diamètre 20,0 mm. Le site de nucléation se situe au centre de ce disque. Ce dernier est assemblé avec un tube de cuivre de hauteur 64,0 mm et de diamètre 10,0/8,0 mm (extérieur/intérieur). L'ensemble des pièces en cuivre est inséré dans un tube en PVC afin de l'isoler de l'environnement ambiant. La Figure 48 présente le schéma de l'élément chauffant.

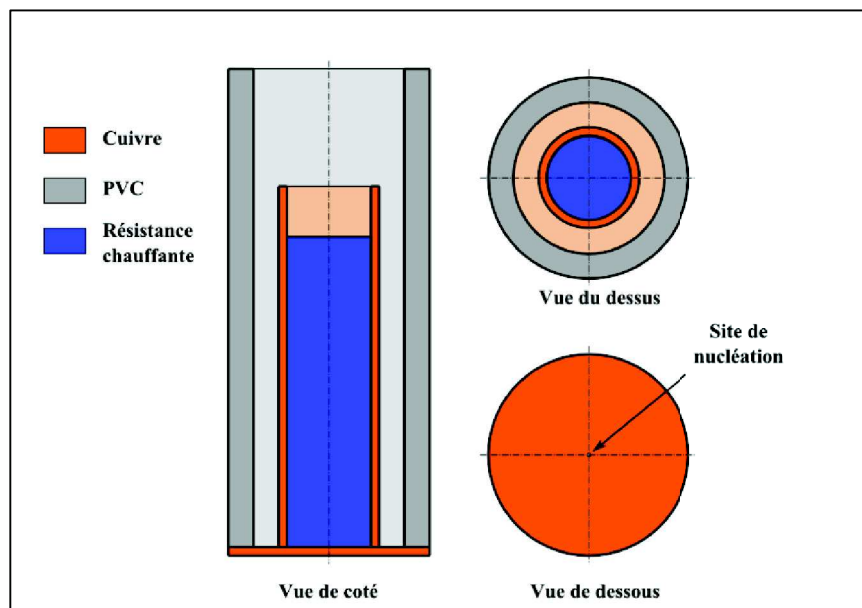


Figure 48 : Schéma descriptif de l'élément chauffant

2.4.5. Géométrie de la cellule

La cellule de mesure utilisée dans le cadre de l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur a été conçue pour permettre la nucléation et l'utilisation de méthodes de mesures optiques (Figure 49).

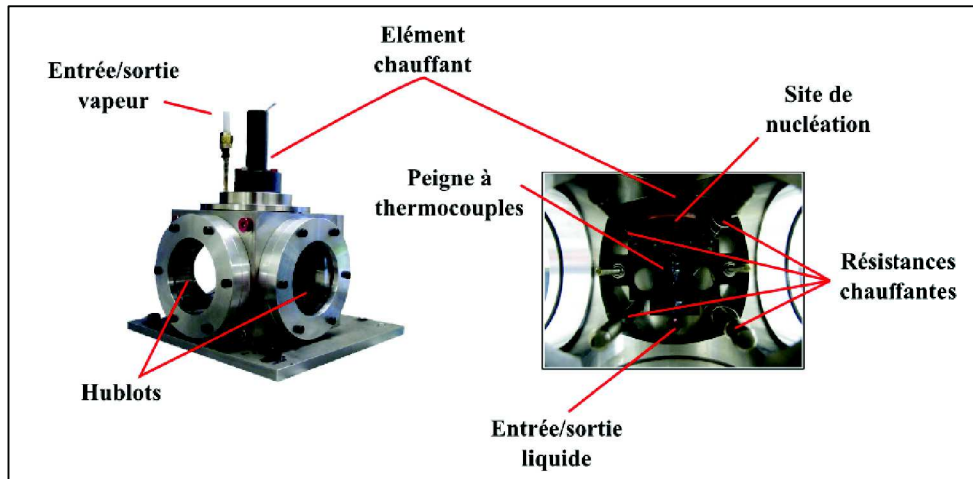


Figure 49 : Photo de la cellule d'ébullition

L'ossature en acier inoxydable de la cellule est de géométrie cubique avec des dimensions externes de 110×110×120 mm [9]. Quatre des faces du cube sont équipées d'hublots en verre qui permettent l'observation de l'intérieur de la cellule et la mise en place des méthodes de mesure optique choisies (Ombroscopie et PTV). Une des faces, celle du haut, est en acier inoxydable. Elle permet le maintien de l'élément chauffant (avec le site de nucléation) et la connexion de l'entrée/sortie de la phase vapeur vers le vase d'expansion. La dernière face est en acier inoxydable. Elle permet l'insertion des différents thermocouples, des résistances chauffantes qui maintiennent en température le bain liquide et l'entrée/sortie de la phase liquide vers le vase d'expansion. La cellule est complètement remplie avec le fluide de travail.

2.4.6. Génération de la bulle de vapeur

Pour générer une bulle de vapeur, nous travaillons avec une paroi en cuivre où se situe un site artificiel de nucléation (Figure 50). Cette paroi est chauffée à une température supérieure de quelques degrés à celle de saturation du fluide de travail à la pression atmosphérique. Afin d'obtenir une bulle unique de vapeur sur la surface, nous avons réalisé deux traitements au niveau de la paroi chauffée.

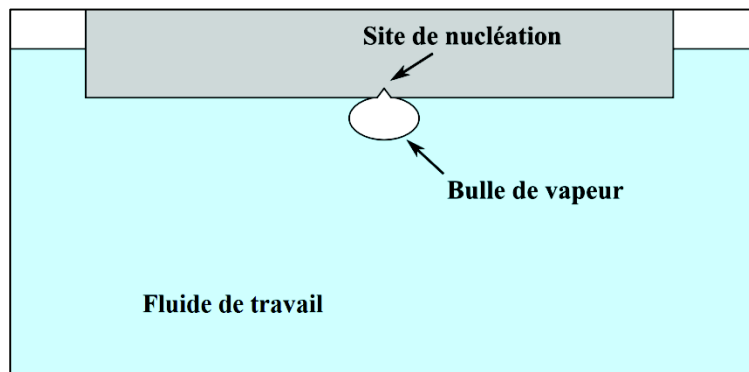


Figure 50 : Schéma du site artificiel de nucléation

Le premier traitement consiste à polir la paroi pour supprimer au maximum les aspérités qui pourraient faire office de site de nucléation. Le second traitement est la création du site de nucléation. Pour cela, nous avons utilisé un poinçon conique d'angle au sommet de $60,0^\circ$ que nous avons enfoncé au centre de la paroi sur une profondeur de $89,6 \pm 0,2 \mu\text{m}$. Nous avons ainsi obtenu un site de nucléation de diamètre $100,0 \pm 0,2 \mu\text{m}$ (Figure 51).

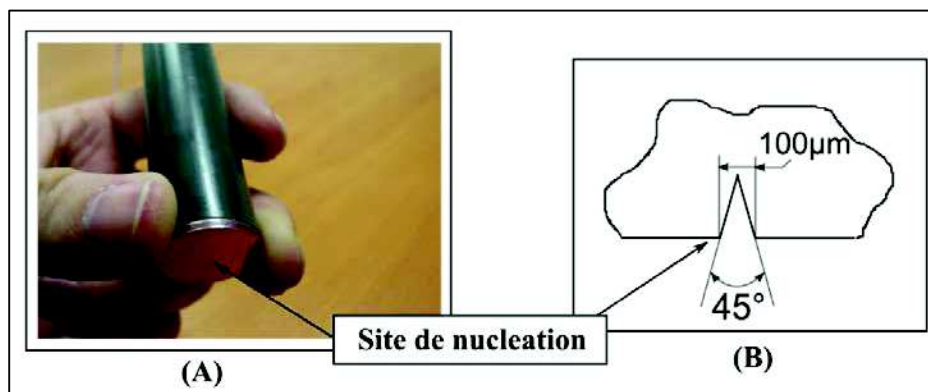


Figure 51 : Photo (A) et géométrie (B) du site artificiel de nucléation

Contrairement au système d'injection de la bulle d'air, il est difficile de fixer le diamètre de bulle car celui-ci évolue de manière temporelle au cours du phénomène d'ébullition.

2.4.7. Conditions opératoires

Le banc expérimental permet de faire varier quatre paramètres : la puissance de chauffe de l'élément chauffant, le niveau de sous-refroidissement, la pression et l'inclinaison de

l'élément chauffant. Dans notre étude, nous avons choisi d'observer uniquement l'influence de la puissance de l'élément chauffant et le niveau de sous refroidissement. Afin d'observer la convection de Marangoni autour de la bulle de vapeur, nous nous avons travaillé avec les conditions opératoires utilisées par Barthès [9].

2.4.7.1. Puissance de chauffe

La puissance de chauffe correspond à la puissance fournie par le générateur de courant continu à la résistance chauffante. Cette dernière transfère la chaleur à la surface de nucléation par conduction. Nous avons fixé cette puissance à 1,62 W.

2.4.7.2. Niveaux de sous refroidissement

Le niveau de sous refroidissement correspond à la différence entre la température de saturation du FC-72 et la température du bain liquide. Les limites choisies sont des limites physiques. En effet, pour un sous refroidissement trop élevé, la nucléation n'a plus lieu car l'énergie fournie à l'élément chauffant n'est pas suffisante pour amorcer ou maintenir la nucléation. Dans le cas d'un sous refroidissement trop faible, la bulle de vapeur ne reste pas suffisamment longtemps sur le site pour laisser la convection de Marangoni s'établir. A cause de la vitesse de nucléation, les bulles se forment les une derrière les autres trop rapidement. A partir de ces observations, nous avons fixé les niveaux de sous refroidissement entre 18 et 27°C.

2.4.7.3. Protocole expérimental

Dans le cas de l'étude de la convection de Marangoni autour de la bulle de vapeur, le protocole expérimental est le suivant :

- Mise en température du bain liquide
- Génération de la bulle de vapeur unique en chauffant localement une surface indentée
- Acquisition PTV et température pendant la durée de la présence de la bulle
- Génération des champs de vitesse PTV puis analyse des champs afin de détecter la présence d'un ou plusieurs vortex convectifs (opération très couteuse en temps et parfois peu fructueuse)

2.5. Méthodes de mesure utilisées

2.5.1. Ombroscopie

L'ombroscopie est une méthode de visualisation optique qui nécessite une source de lumière parallèle et une caméra placée face à celle-ci. La lumière éclaire l'objet transparent à étudier et la caméra enregistre l'ombre de cet objet. Le dispositif d'ombroscopie utilisé lors de nos études est présenté sur la Figure 52.

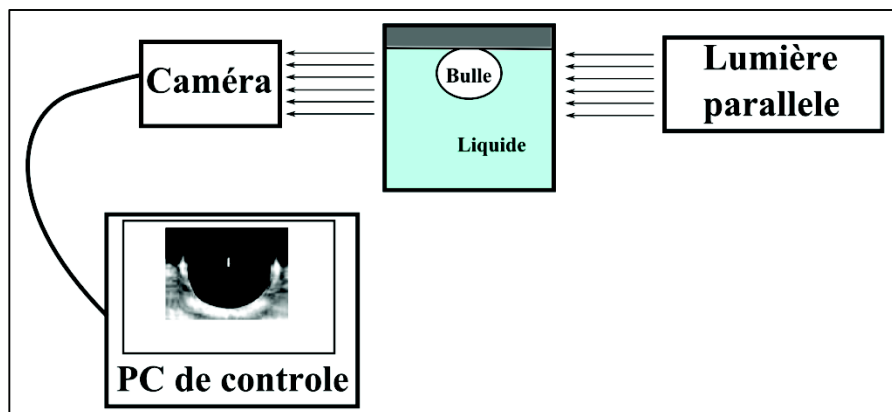


Figure 52 : Schéma du système d'ombroscopie

2.5.1.1. Source de lumière parallèle

La source de lumière utilisée est composée d'une fibre optique permettant de produire une lumière quasiment parallèle. Il suffit de placer la source suffisamment loin de l'objet (de l'ordre du mètre).

2.5.1.2. Caméra

La caméra utilisée pour le système d'ombroscopie est une C8800 de la société Hamamatsu de résolution 1000×1000 pixel. Elle est équipée d'un objectif Computar 18-108 mm de focale 2,5 mm. Pour déterminer le diamètre des bulles, une mire est placée au niveau de la cellule de mesure. Cette mire est composée de graduations séparées les unes des autres de 0,25 mm, leur épaisseur étant de 0,1 mm. A partir des images de cette mire enregistrées par la caméra, nous calculons un coefficient permettant de convertir les longueurs du pixel au millimètre.

2.5.1.3. Synchronisation

Dans le cas de l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur, nous avons couplé et synchronisé les systèmes de PTV et d'ombroscopie. La caméra utilisée pour

l'ombroscopie est connectée en mode esclave au synchroniseur utilisé pour le système PTV. L'acquisition des images d'ombroscopie coïncide avec le signal pour la cellule de Pockels de la première cavité laser. Le détail du fonctionnement du synchroniseur est expliqué dans la section suivante.

2.5.2. Système PTV

Le système de mesure PTV (Particle Tracking Velocimetry ou Vélocimétrie par Suivi de Particules) utilisé pour caractériser les écoulements liés à la convection de Marangoni est composés de différents éléments :

- une source lumineuse cohérente
- une caméra
- un système de synchronisation
- les particules d'ensemencement

2.5.2.1. Source lumineuse cohérente

La source lumineuse utilisée pour notre système PTV est un laser pulsé double cavité, « minilite PIV » de la société Continuum. Ce laser se caractérise par une longueur d'onde égale à 532 nm. Chaque pulse dure entre 3 et 5 ns et libère une énergie de 25 mJ.

Pour l'utilisation de la PTV, nous transformons le faisceau lumineux sortant du laser en une nappe lumineuse à l'aide d'une lentille cylindrique de focal 15 mm (Figure 53). La nappe lumineuse doit remplir deux conditions pour une bonne utilisation de la méthode PTV :

- une énergie suffisante pour que la lumière puisse être diffusée correctement par les particules d'ensemencement.
- une épaisseur de l'ordre du millimètre

La première condition est satisfaite par la puissance du laser. Nous avons dû ajouter un atténuateur afin de réduire l'énergie. Lors de l'étude autour de la bulle de vapeur, en absence d'atténuateur, la nappe laser provoquait la nucléation lorsqu'elle impactait la paroi chauffante et créait une ligne de bulles de vapeur le long de la paroi chauffante.

Afin de respecter la seconde condition, nous avons réalisé un montage optique (Figure 53) composé d'une lentille sphérique de focale 500 mm. Ce type de lentille permet d'affiner la nappe afin d'atteindre une épaisseur de quelques millimètres au niveau de la zone de mesure.

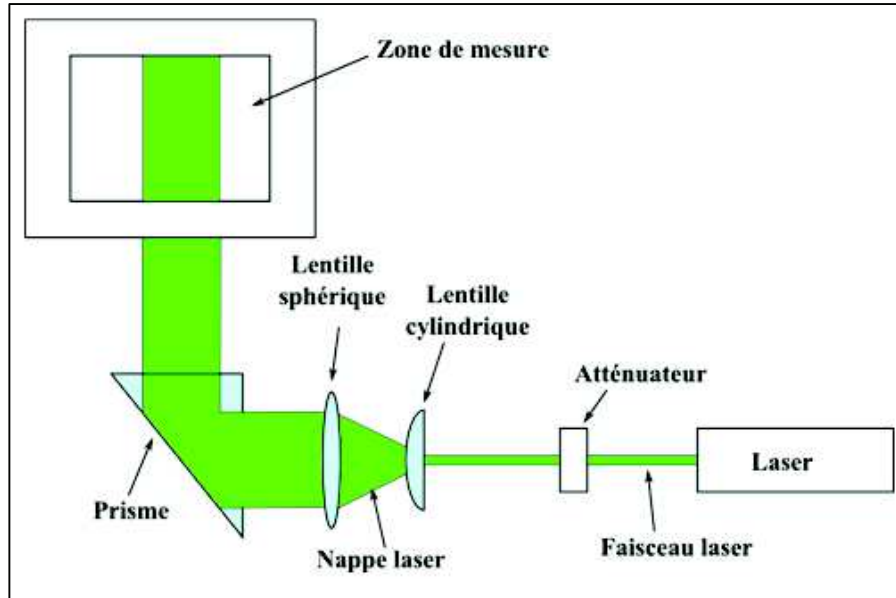


Figure 53 : Schéma du montage optique utilisé pour créer la nappe lumineuse du système PTV

Enfin, nous utilisons un prisme pour envoyer la nappe lumineuse par le dessous de la cellule. Cette configuration nous permet d'observer l'ensemble de la zone autour de la bulle. L'éclairage par le côté ne permet pas la visualisation complète de la bulle : l'ombre de la bulle cache un côté de la zone de mesure.

2.5.2.2. Caméra

Pour le système PTV, l'acquisition des images se fait avec une caméra numérique CCD à intercorrélacion de modèle « PIVCAM 13-8 » de la société TSI. Elle se caractérise par un codage en niveau de gris 12 bits et une matrice CCD de 1024 pixels par 1280 pixels.

Un objectif (Nikon AF micro nikkor 60 mm 1:2.8 D), couplé à un filtre interférentiel passe bande (de longueur d'onde 532 nm) sont assemblés à la caméra.

Pour mesurer des champs de vitesse, une calibration spatiale est réalisée suivant le même protocole que celui présenté dans la section 2.5.1.2. A partir de la mire utilisée, nous avons

déterminé un coefficient de transformation de coordonnées spatiales pixel/millimètre qui permet d'obtenir des champs de vitesse dans le système métrique.

2.5.2.3. Système de synchronisation

Le logiciel fourni par TSI pour l'acquisition des images permet de fixer un chronogramme qui servira de guide au synchroniseur. Le synchroniseur est un générateur de signaux TTL qui pilote la caméra et les lasers suivant le chronogramme donné sur la Figure 54.

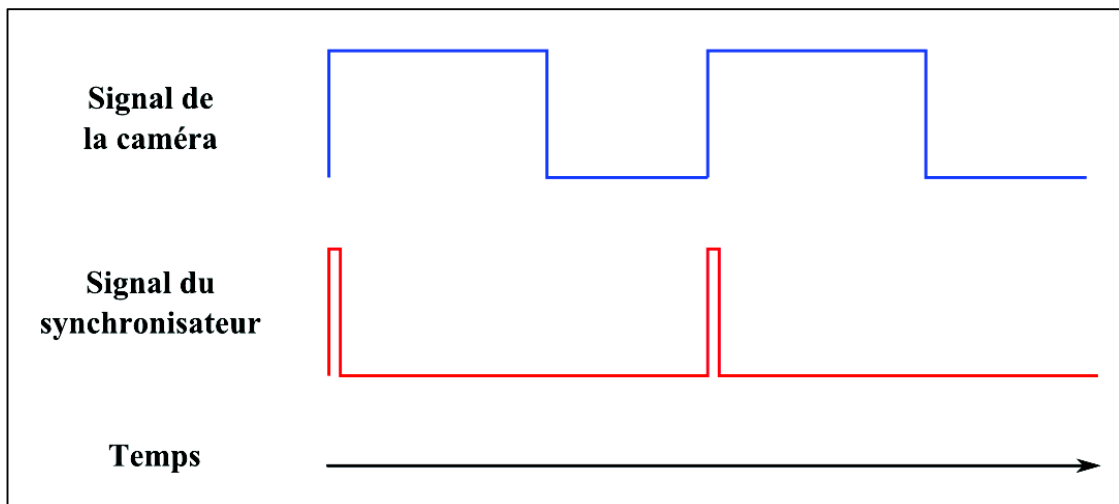


Figure 54 : Chronogramme pour l'acquisition d'une paire d'image

Le chronogramme est défini pour que le premier pulse du laser soit émis au début de la première trame de la caméra, et pour que le second pulse soit quant à lui émis sur la seconde trame en fonction du Δt souhaité. Le synchroniseur interprète le chronogramme en produisant un signal TTL envoyé à la camera, à la lampe flash et à la cellule de Pockels (appelé aussi Q-Switch) de chaque cavité laser.

2.5.2.4. Particules d'ensemencement

Il existe de nombreux types de particules suivant les applications [53]. Dans le cadre de l'étude de la convection de Marangoni, nous nous sommes focalisés sur l'utilisation de particules solides sèches. Selon le fluide de travail utilisé, le choix des particules sera différent. Afin d'éviter les phénomènes de flottation ou de sédimentation immédiate, le choix des particules d'ensemencement dépend de la masse volumique des particules et de celle du fluide de travail. Un critère supplémentaire est la taille des particules qui joue sur les

phénomènes de diffusion de la lumière mais aussi sur la vitesse de sédimentation. D'après les conditions opératoires, nous pouvons considérer que nous sommes dans le régime de Stokes.

Nous pouvons ainsi déterminer la vitesse de sédimentation à partir l'équation suivante :

$$v = \frac{2.R_{particule}^2 \cdot g \cdot (\rho_{particule} - \rho_{fluide})}{9 \cdot \mu_{fluide}} \quad (19)$$

Avec v , la vitesse de chute (en $m.s^{-1}$) ; $R_{particule}$, le rayon de la particule (en m) ; g , l'accélération de la pesanteur (en $m.s^{-2}$) ; $\rho_{particule}$, la masse volumique de la particule (en $kg.m^{-3}$) ; ρ_{fluide} , la masse volumique du fluide de travail (en $kg.m^{-3}$) ; μ_{fluide} , viscosité dynamique du fluide (en Pa.s)

➤ Huile de silicone Bluesil 41V0.65

Le Tableau 4 récapitule les valeurs des vitesses de sédimentation de différentes particules pouvant être utilisées avec l'huile de silicone Bluesil 41V0.65. Les billes de verre creuses de diamètre 10 μm présentent la plus faible vitesse de sédimentation. Nous les avons choisies pour l'étude autour de la bulle d'air.

<i>Particule</i>	<i>Billes de verre creuses</i>	<i>Rilsan</i>	
<i>Diamètre moyen (en μm)</i>	<i>10</i>	<i>30</i>	<i>80</i>
<i>Masse volumique (en $kg.m^{-3}$)</i>	<i>1100</i>	<i>1145</i>	
<i>Vitesse de sédimentation (en $mm.s^{-1}$)</i>	<i>37</i>	<i>382</i>	<i>2720</i>

Tableau 4 : Vitesses de sédimentation pour différentes particules d'ensemencement dans de l'huile de silicone Bluesil 41V0.65

➤ Fluorinert FC-72

Dans le cas du Fluorinert FC-72, les particules présentant les meilleures caractéristiques sont des billes de verre creuses enrobées de métal et de diamètre 14 μm (Tableau 5). En effet, leur

densité est très proche de celle du fluide. De plus, la vitesse de sédimentation de ce type de particule est la plus faible.

<i>Particule</i>	<i>Bille de verre enrobée de métal</i>	<i>Bille de verre creuse enrobée de métal</i>
<i>Diamètre moyen (en μm)</i>	9	14
<i>Densité (en kg.m^{-3})</i>	2600	1650
<i>Vitesse de sédimentation (en mm.s^{-1})</i>	70	9

Tableau 5 : Vitesses de sédimentation pour différentes particules d'ensemencement dans du Fluorinert FC-72

2.6. Méthode Rainbow Volume Velocimetry (RVV)

2.6.1. Présentation de la méthode RVV

2.6.1.1. Spectre polychromatique continu

En 1672, Newton a montré que la lumière blanche (lumière du soleil) pouvait être dispersée, à l'aide d'un prisme, en un spectre de lumière coloré. Il a pu observer sept couleurs : violet, indigo, bleu, vert, jaune, orange et rouge. Il a ainsi mis en évidence que la lumière blanche n'est pas homogène mais hétérogène ce qui signifie qu'elle est composée d'une infinité de lumières colorées (cf. Figure 55). Aujourd'hui, nous savons que la lumière blanche est la combinaison de plusieurs rayonnements électromagnétiques de différentes longueurs d'onde. Lorsque qu'elle traverse un prisme, chaque composante est déviée d'un angle dépendant de la longueur d'onde.

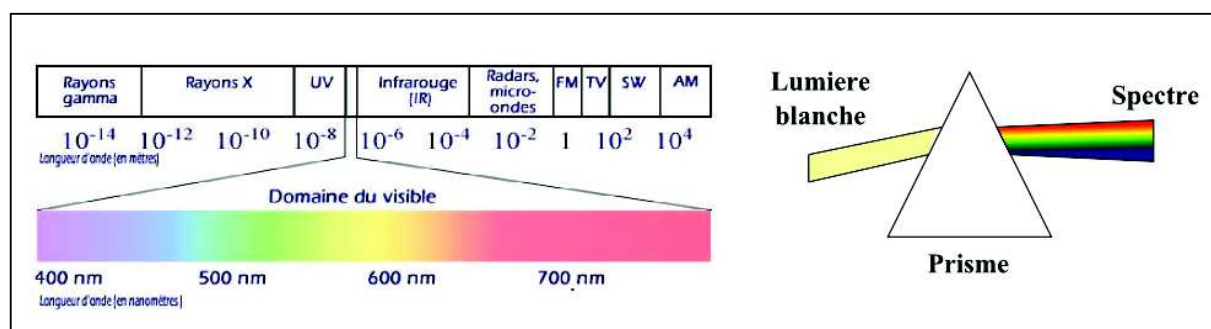


Figure 55 : Décomposition de la lumière blanche

2.6.1.2. Principe de la méthode

La méthode RVV est une méthode optique de vélocimétrie 3D qui tire son originalité de l'utilisation de couleur pour obtenir la troisième composante spatiale. Contrairement aux méthodes de vélocimétrie 2D comme la PIV ou la PTV où nous générons une nappe de lumière, la méthode RVV nécessite un volume de lumière polychromatique dans la direction de la profondeur. Ainsi, il est possible d'obtenir les informations des coordonnées spatiales du traceur dans le domaine bidimensionnel, de la même manière que les méthodes de vélocimétrie 2D puis en fonction de la couleur du traceur nous pouvons retrouver la position spatiale dans la dernière composante.

Bailly [6] propose d'utiliser un réseau de diffraction pour diffuser la lumière blanche afin d'obtenir ainsi un volume de lumière polychromatique faisant apparaître un gradient de longueur $\nabla\lambda$ d'onde que l'on oriente dans l'axe Oz (cf. Figure 56)

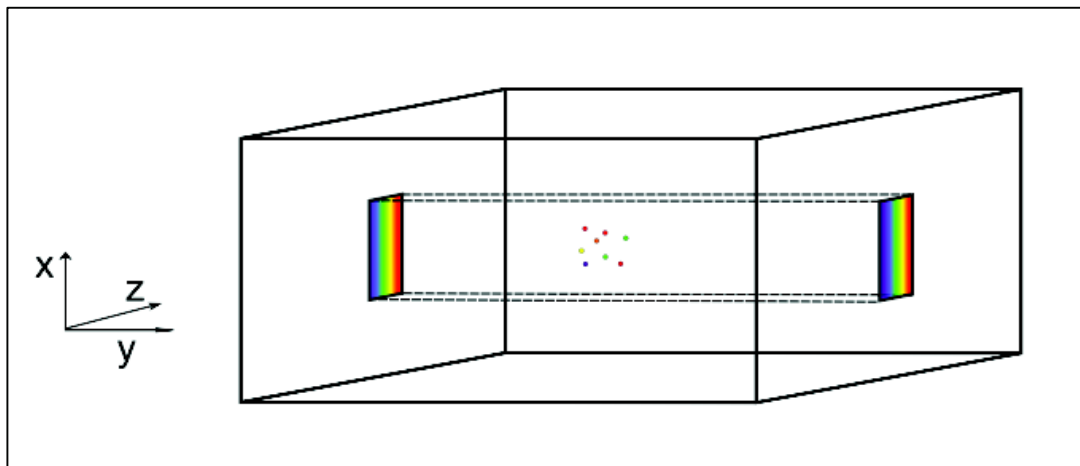


Figure 56 : Schéma du volume polychromatique éclairant des particules d'ensemencement

Lors de sa thèse [50], Malfara a mis en œuvre cette méthode pour étudier un écoulement simple. Pour cela, il aensemencé l'écoulement avec des particules réfléchissantes qui diffusent la lumière en direction d'une caméra couleur. Cette dernière est placée dans le sens du gradient de longueur d'onde et elle enregistre une image pendant une durée fixée. Il obtient ainsi les traces des particules présentes dans l'écoulement. A partir de ces traces, il obtient le déplacement dans les deux dimensions spatiales, x , y . Enfin, la troisième composante, z , est obtenue en suivant la procédure de traitement d'image illustrée en Figure 57. Elle consiste à

partir de la couleur d'une extrémité et de l'autre de la tâche d'en déduire le déplacement dans la profondeur. En effet, le volume de lumière étant préalablement étalonné, il est possible de connaître la valeur de la composante z en fonction de la couleur (longueur d'onde) de la particule.

Notre méthode d'acquisition d'images étant différente de celle utilisée par Malfara, nous avons dû adapter la procédure de traitement d'images.

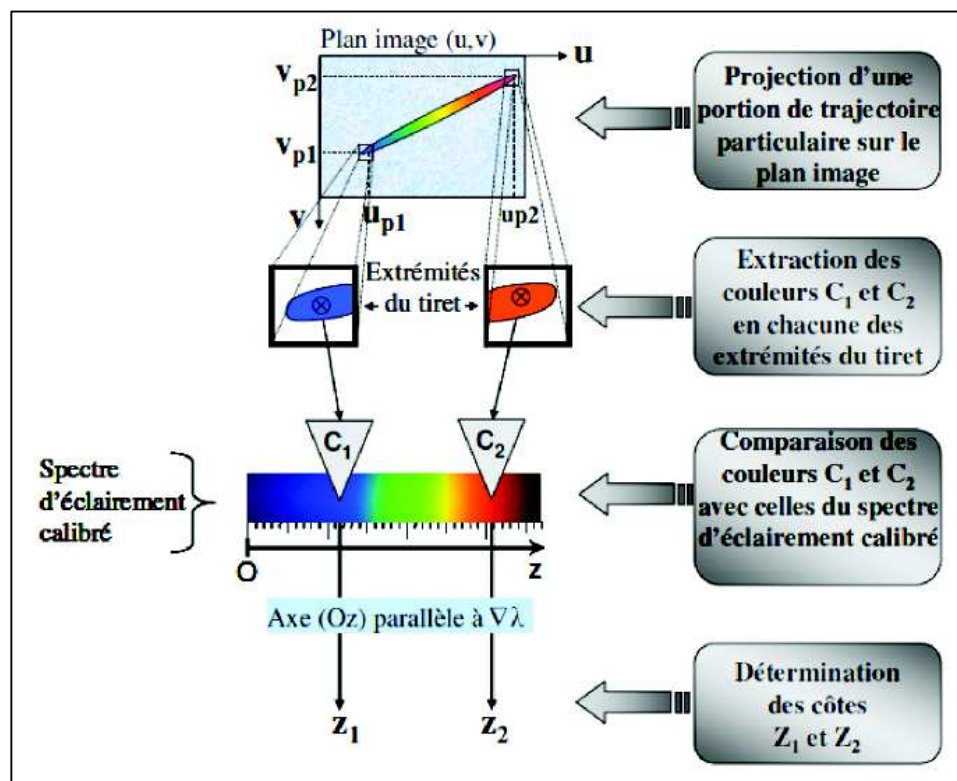


Figure 57 : Procédure pour retrouver le déplacement suivant z de la particule [50]

La méthode RVV a pour avantage d'être une méthode dite 3D-3C, contrairement à la majorité des autres méthodes de vélocimétrie dites 3D qui sont souvent en réalité des méthodes 2D-3C. En effet, les méthodes de mesure optique font en général une observation dans un plan ce qui limite l'analyse à du 2D. Par contre, les méthodes dites de « stéréo » parviennent à détecter un léger déplacement en profondeur d'où 3C.

De plus, contrairement aux autres méthodes de vélocimétrie 3D, la méthode RVV est une méthode peu complexe à mettre en œuvre expérimentalement. La procédure du traitement

d'images est légèrement plus complexe que pour les méthodes de vélocimétrie 2D mais reste plus simple que celles dites « stéréo ».

2.6.1.3. Modifications de la méthode originelle

Comme nous l'avons annoncé précédemment, nous avons légèrement modifié la procédure de traitement d'images. En effet, dans notre cas, la camera placée dans le sens du gradient de longueur d'onde, enregistre non pas une image sur une durée fixée mais deux images avec un écart de temps fixé. L'écart de temps est choisi en fonction de la vitesse de déplacement de l'écoulement attendu. Ce choix d'acquisition a été fait afin de procéder à un premier traitement PTV « classique » pour obtenir un champ de vitesse dans les deux dimensions spatiales, x , y . Nous réalisons ensuite un autre traitement qui nous permet de connaître la position des particules dans la dernière composante z , à partir de la couleur de celle-ci. Ceci est possible car comme pour la méthode de Malfara [50], le volume a été étalonné afin de connaître la valeur de la composante z en fonction de la longueur d'onde (couleur) de la lumière diffusée par la particule. A partir des positions des particules dans le domaine tridimensionnel et connaissant l'écart de temps entre deux images, nous obtenons le champ de vitesses de l'écoulement dans le domaine tridimensionnel.

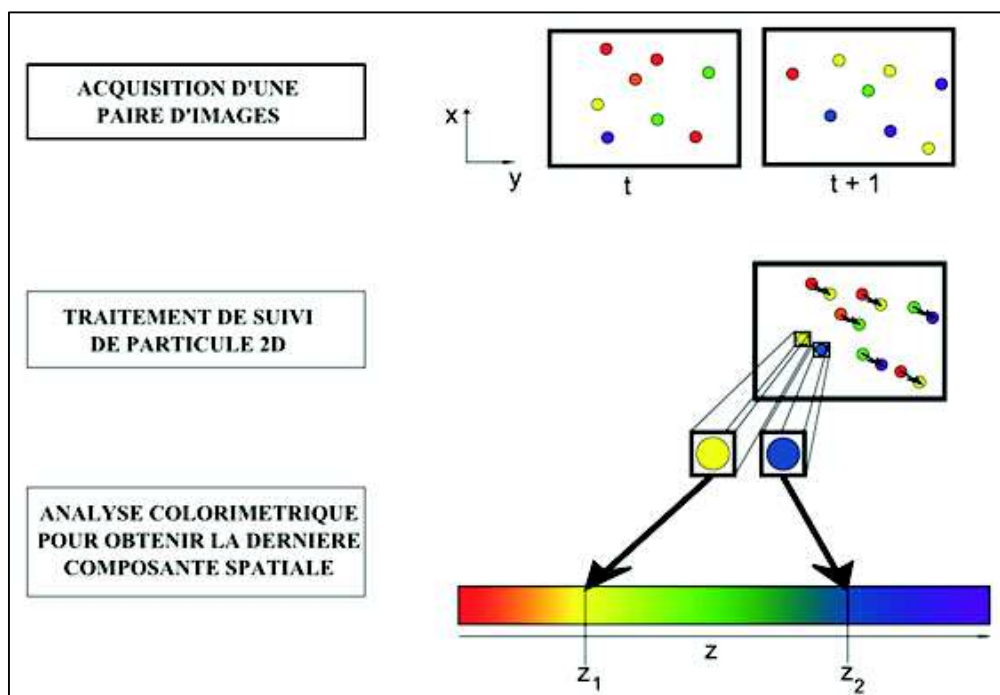


Figure 58 : Principe de la méthode RVV

Nous allons maintenant nous attarder sur l'aspect physique de la méthode et détailler ainsi les différents éléments qui composent la méthode RVV.

2.6.1.4. Dispositif expérimental de la méthode

2.6.1.4.1. Laser blanc

Lors de la première mise en place de la méthode RVV par Malfara [50], le spectre polychromatique continu était obtenu grâce à une lampe à décharge. La source xénon est d'apparence blanche avec un spectre constitué de l'ensemble des raies d'émission du gaz.

L'avancée des recherches sur la génération d'un spectre continu de lumière nous a permis d'utiliser un laser blanc. Le laser blanc est obtenu en dirigeant un faisceau laser sur un matériau non linéaire : les effets non linéaires élargissent le spectre du faisceau de départ au cours de sa traversée dans le matériau. Dans notre cas, le laser blanc est un SuperK Versa de la société Koheras et il est obtenu grâce à un faisceau laser de 1066 nm (IR) qui traverse une fibre optique (milieu non linéaire).

2.6.1.4.2. Réseau de diffraction

La diffusion de la lumière blanche pour obtenir le spectre polychromatique continu se fait à l'aide d'un réseau de diffraction blazé à échelottes. Afin de pouvoir obtenir un spectre polychromatique continu avec suffisamment d'énergie pour l'étude des écoulements, nous avons été obligé de travailler avec l'ordre 1 de la lumière diffusée. Nous avons donc choisi un réseau qui permettait de remplir ce rôle.

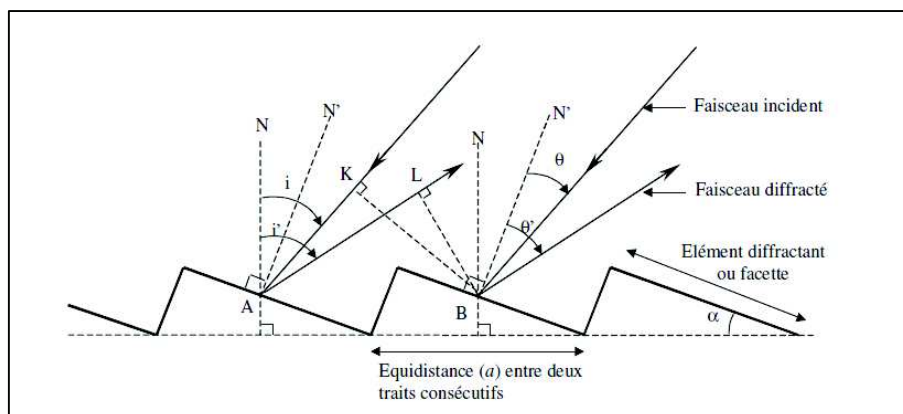


Figure 59 : Schéma du réseau blazé à échellette

Nous retrouvons en Figure 59 un schéma du réseau blazé à échelle, où les angles i , et θ (i' et θ') représentent respectivement les angles du faisceau incident (diffusé) avec la normale N au plan du réseau et avec la normale N' au plan de la facette.

Pour un ordre de diffraction k , la dispersion angulaire D du réseau est donnée par :

$$D = \frac{di'}{d\lambda} = \frac{k}{a \cdot \cos i'} \quad (20)$$

En tenant compte de la relation fondamentale du réseau de réflexion, nous avons :

$$a \cdot (\sin i + \sin i') = k \cdot \lambda \quad (21)$$

Ainsi nous obtenons :

$$D = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\sin i + \sin i'}{\cos i'} \quad (22)$$

Nous constatons que la dispersion augmente avec le nombre d'ordres de diffraction k ainsi qu'avec le nombre de traits par unité de longueur de réseau. Afin d'éviter un étalement trop important du faisceau polychromatique et par conséquent une perte de l'énergie lumineuse, nous avons choisi d'utiliser un réseau blazé sur l'ordre 1 comportant 150 traits par millimètre.

2.6.1.4.3. Camera tri-CCD

Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé une caméra Sony DCX-990P qui a la particularité d'être une caméra couleur 3-CCD de ½ pouce intégrant trois capteurs optiques à transfert interligne. La résolution de la camera est de 752×582 pixel. Ce type de camera permet de séparer la lumière en trois faisceaux correspondant à des intervalles de longueurs d'onde différentes (rouge, verte, bleue) qui sont ensuite envoyées sur trois matrices monochromes correspondant aux trois longueurs d'onde (cf. Figure 60).

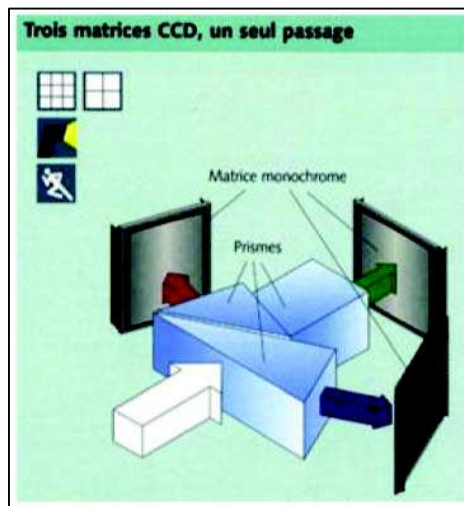


Figure 60 : Principe du tri-CCD

On obtient ainsi une image composée de l'addition des trois images produites par chaque capteur monochrome. Il est possible d'améliorer la résolution de l'image en codant les images en 10 bit. Cependant, nous ne le ferons pas car la carte d'acquisition vidéo utilisée ne le permet pas.

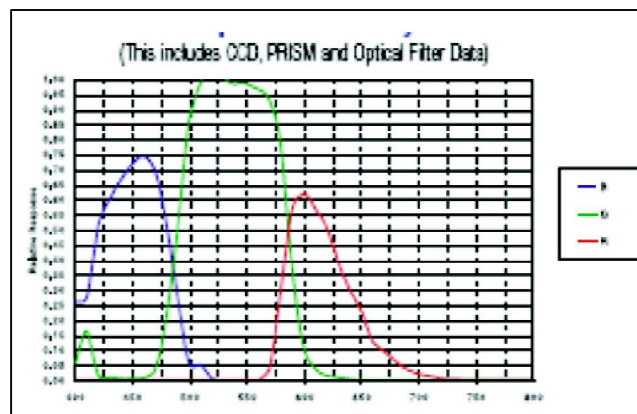


Figure 61 : Sensibilité de la camera suivant les trois composantes colorimétriques

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 61, la sensibilité de la camera est inégale suivant les trois composantes couleurs (rouge, vertes, bleue). La détection des objets verts se fera plus facilement que pour les autres couleurs. Il est donc nécessaire d'amplifier le signal des deux autres capteurs rouge et bleu de manière à réduire cet aspect. Nous avons donc réalisé des réglages internes de façon à avoir les meilleures images possibles.

2.6.1.5. Programme de traitement des images RVV

La méthode d'acquisition des images étant différente de la méthode utilisée par Malfara, nous avons écrit un code de traitement d'images (sous Python) adapté à notre méthode d'acquisition. L'objectif est d'obtenir les informations nécessaires pour la réalisation du champ de vitesse tridimensionnel d'un écoulement acquis par la méthode RVV. La Figure 62 reprend schématiquement les différentes étapes du code.

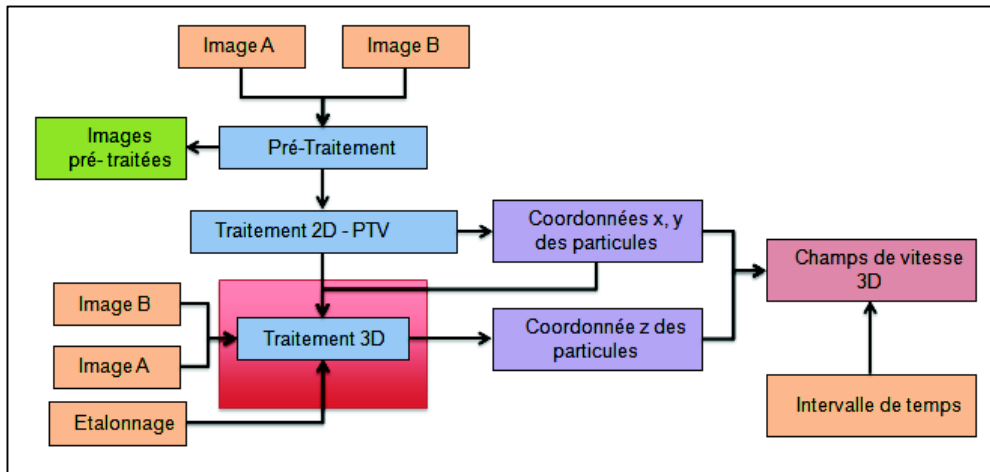


Figure 62 : Algorithme général du traitement RVV

Nous allons voir maintenant en détails les différentes parties de ce code.

2.6.1.6. Pré-traitement

Le pré-traitement est une étape indispensable avant de réaliser le traitement 2D. Il consiste à nettoyer les images et ainsi permettre au traitement 2D de se faire de façon optimale. Ce pré-traitement se divise en trois sous parties :

- transformation de l'image polychromatique en image monochromatique
- augmenter le contraste entre le fond de l'image et les particules d'ensemencement
- réduire le bruit de l'image au maximum

Figure 63 schématise l'algorithme du pré-traitement détaillé.

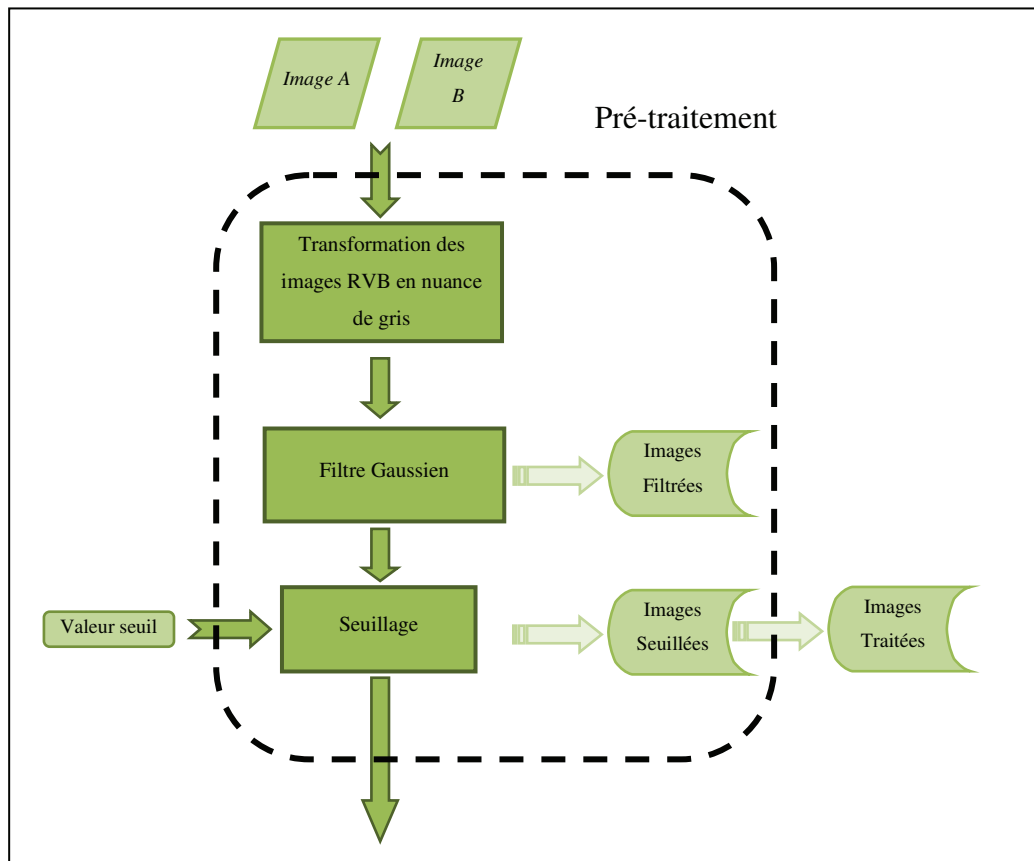


Figure 63 : Algorithme de pré-traitement

Dans un premier temps, nous transformons l'image polychromatique en monochromatique afin de réduire le temps de calcul lors du traitement 2D. En effet, le traitement 2D ne nécessite pas de travailler sur des images couleurs qui sont composées de trois matrices (rouge, verte, bleue). En ramenant en monochromatique, nous n'avons plus qu'une matrice et donc nous divisons par trois le temps du traitement 2D.

Ensuite, pour augmenter la définition des particules, nous avons utilisé un filtre de type gaussien qui est un filtre isotrope spécial. Dans notre cas, nous utilisons une fonction gaussienne à deux dimensions car les images enregistrées sont bidimensionnelles (X et Y). La Figure 64 reprend la fonction gaussienne utilisée.

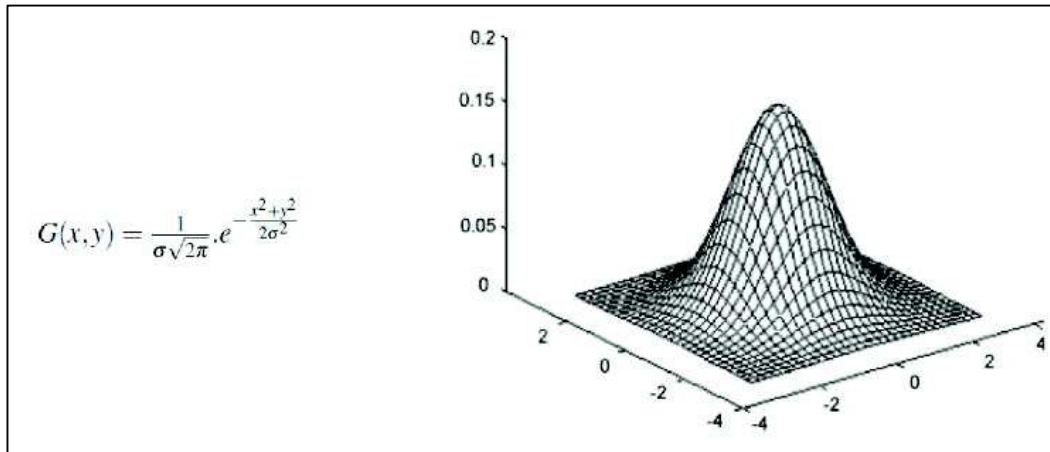


Figure 64 : Fonction Gaussienne 2D : $G(x, y)$

Le paramètre σ correspond à la déviation standard et détermine la largeur de la cloche de la gaussienne. Nous avons utilisé ce type de fonction car elle est très similaire à la représentation des particules sur les images enregistrées. L'intensité lumineuse est plus forte au centre de la particule et elle décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. La Figure 65 représente une fonction gaussienne en valeur discrète qui correspond à la composition des images numériques. Ceci est un cas particulier car la figure est symétrique. En réalité ce cas ne se produit que rarement et correspond au cas où la particule est centrée sur un pixel.

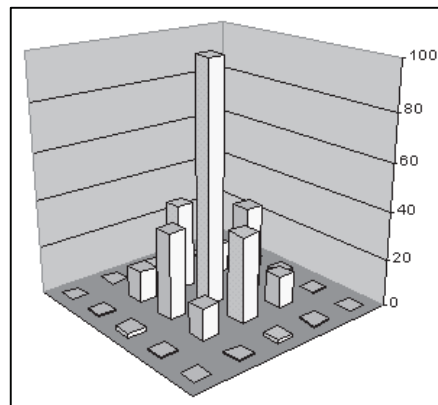


Figure 65 : Fonction Gaussienne discrétisée

En modifiant la valeur de σ , nous modifions la netteté des images des particules. Pour $\sigma < 1$, nous augmentons le contraste de l'image, alors que si $\sigma > 1$ nous verrions apparaître un flou autour de celle-ci. Il est possible de coupler un filtre Laplacien au gaussien. Dans notre cas,

nous n'avons pas eu besoin de le faire; les images, après le passage du filtre gaussien, sont satisfaisantes pour la détection des particules par l'algorithme.

Enfin, suite au filtre gaussien, nous avons réalisé un seuillage afin que les particules soient encore plus visibles. Le seuillage a pour fonction de mettre toutes les valeurs en-dessous d'une valeur de consigne égale à zéro. Il faut cependant faire attention à la valeur de consigne choisie; si elle est trop faible, le nettoyage sera inutile et inversement si elle est trop élevée nous risquons de perdre des informations. La Figure 66 présente un exemple d'image avant et après le seuillage.

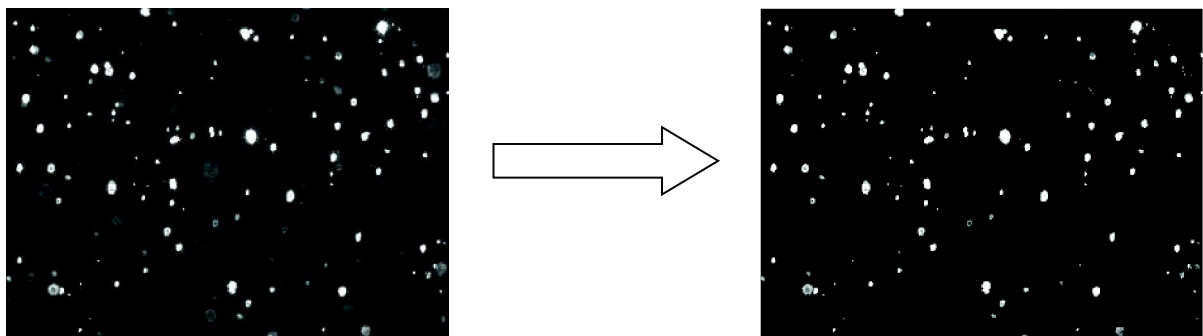


Figure 66 : Exemple de traitement de seuillage sur une image

Maintenant que le pré-traitement a été détaillé, nous allons pouvoir nous intéresser au traitement 2D.

2.6.1.7. Traitement 2D

Afin de connaître les informations spatiales des particules d'ensemencement selon X et Y, nous avons développé un code similaire au code de PTV. Ce code se divise en deux parties :

- l'identification des particules
- le suivi des particules

❖ L'identification

L'identification des particules se fait en trois étapes : transformer l'image en nuances de gris en image binaire, labéliser les particules présentes sur l'image et récupérer les informations liées aux particules (cf. Figure 67).

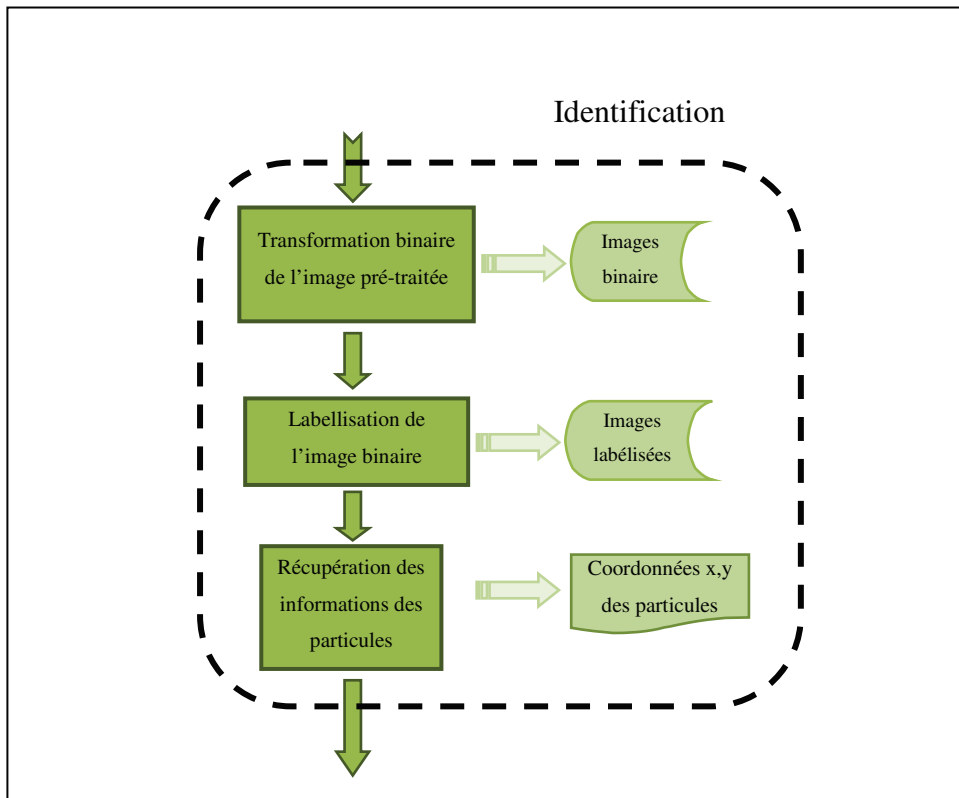


Figure 67 : Algorithme d'identification

Une image binaire est une image dont la particularité est d'avoir des valeurs de chaque pixel égales à 0 ou à 1. Pour obtenir une image binaire, nous utilisons l'image précédemment seuillée. A partir de cette image seuillée, nous imposons que tout pixel différent de 0 soit égal à 1. Nous obtenons ainsi une image binaire.

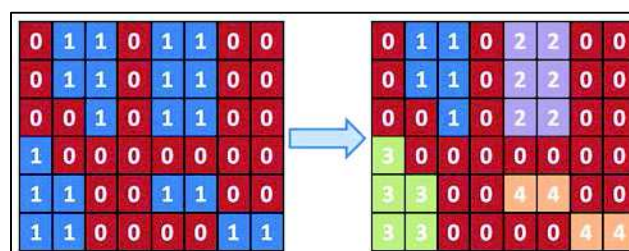


Figure 68 : Exemple de labellisation de matrice

La labellisation des particules se fait à partir de l'image binaire comme le montre la Figure 68. Pour obtenir une image labélisée, nous balayons l'image binarisée avec une structure de liaison (cf. Figure 69). Ainsi tant que les pixels différents de 0 sont voisins, l'algorithme

affecte une même et unique valeur. Dès que la structure de liaison rencontre un pixel avec une valeur égale à 0, il incrémente la valeur du label et ainsi de suite.

1	1	1
1	1	1
1	1	1

Figure 69 : Structure de liaison des pixels

Enfin, nous pouvons retrouver les informations correspondant à chaque particule labélisée à partir de l'image monochromatique (nombres de particules, coordonnées spatiales 2D)

❖ Le suivi

Le suivi des particules est une opération délicate car elle nécessite de nombreux paramètres qui sont fixés par l'opérateur. Dans notre cas, nous réalisons le suivi des particules sur des paires d'images (image A et image B). Nous commençons par nous placer aux coordonnées d'une particule de l'image A sur l'image B. Puis, nous utilisons un algorithme de recherche autour de ce point (cf. Figure 70). Il est donc nécessaire de fixer un rayon de recherche qui dépend de la vitesse de l'écoulement. Dans notre cas, nous avons fixé cette recherche à deux fois le diamètre de la particule.

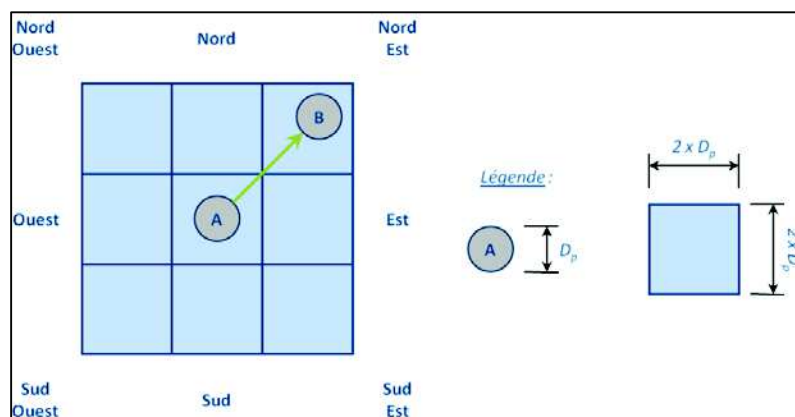


Figure 70 : Principe de recherche de particule

Dès qu'une particule est trouvée sur l'image B, nous changeons le label de cette particule et nous lui donnons le label de la particule de l'image A. Ainsi, nous avons les coordonnées

spatiales de la particule présente sur l'image A et sur l'image B. Lorsque le traitement est réalisé pour toutes les particules de l'image A, nous avons toutes les informations spatiales bidimensionnelles des particules. Nous allons ainsi pouvoir passer à l'obtention des informations de la dernière composante spatiale z.

2.6.1.8. Traitement 3D

La dernière étape de l'algorithme général de la méthode RVV est la recherche de la valeur de la dernière composante z (cf. Figure 71). Pour cela, il est nécessaire de retourner sur l'image polychromatique enregistrée par la camera couleur.

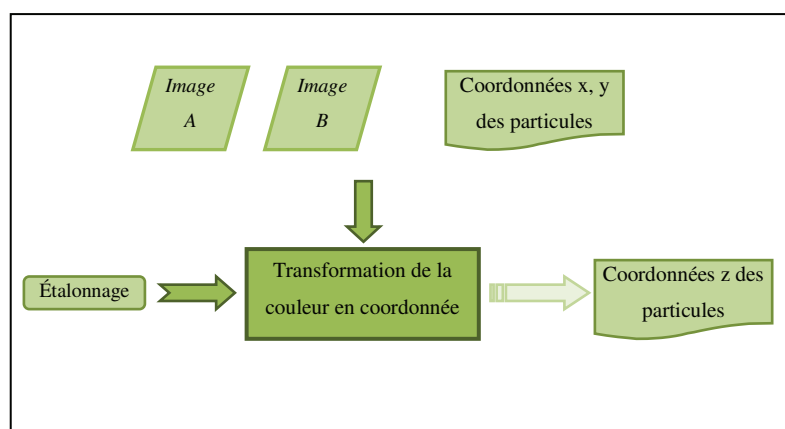


Figure 71 : Algorithme d'obtention de Z

Connaissant les coordonnées spatiales bidimensionnelles de chaque paire de particules (présentes sur l'image A et B), nous relevons la couleur correspondante de ces particules. Ainsi connaissant la couleur de la particule i sur l'image A et sur l'image B, à partir d'un étalonnage réalisé sur le gradient de couleur ($\lambda = f(z)$), nous obtenons les coordonnées spatiales de la troisième composante z (cf. Figure 72). Afin d'augmenter la vitesse du traitement, nous avons transformé les images originales enregistrées par la camera en RGB (Red Green Blue) en images HSV (Hue Saturation Value). En effet, ce dernier format d'image nous permet d'avoir une unique matrice de valeur exprimant la couleur et non pas trois comme c'est le cas des images RGB, car seul les valeurs de H concernent la couleur.

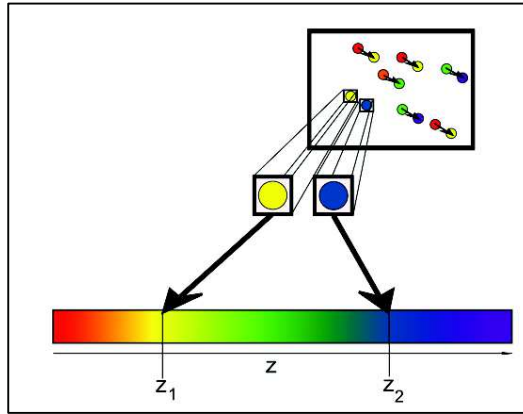


Figure 72 : Principe de l'obtention de la valeur de la composante z .

Enfin connaissant les positions tridimensionnelles des particules sur l'image A et l'image B, nous pouvons connaître le déplacement. Connaissant également l'écart de temps qui existe entre l'image A et l'image B, nous obtenons les vecteurs vitesses des particules dans les trois composantes spatiales.

2.6.1.9. Dispositif d'étalonnage de la méthode RVV

Comme nous l'avons dit, il est indispensable de réaliser un étalonnage de la méthode afin de connaître l'évolution de la teinte H , en fonction de la profondeur z .

Pour l'étalonnage, nous avons utilisé un cube de résine contenant des particules de rilsan. Ce cube a été fixé sur une table millimétrique afin de réaliser la translation dans le sens de la profondeur. L'ensemble, cube et table, a été placé dans la zone d'observation de la méthode RVV. La Figure 73 présente une photo du dispositif.

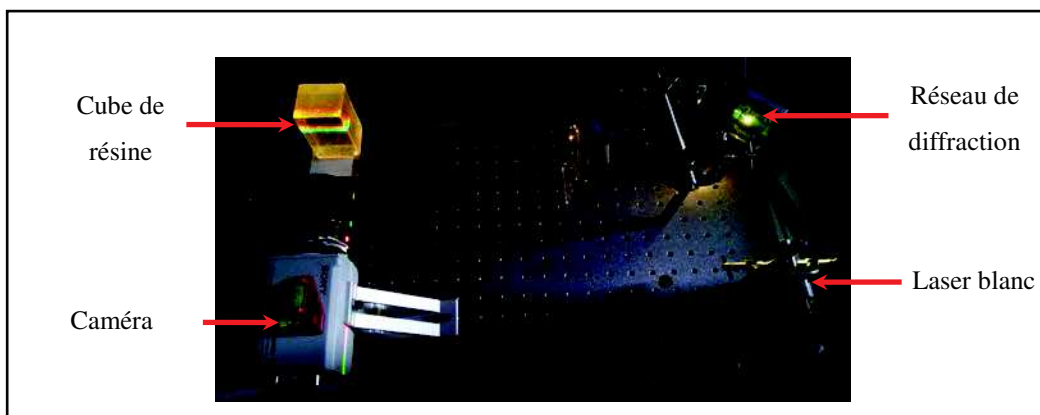


Figure 73 : Photo du dispositif d'étalonnage de la méthode RVV

Après diffusion de la lumière blanche issue du laser blanc, le cube est traversé par le volume de lumière arc-en-ciel. La camera, placée perpendiculairement au passage de la lumière, enregistre une image du cube pour chaque position de celui-ci dans la profondeur. Enfin en suivant une particule sur les différentes images, nous pouvons connaître l'évolution de la teinte de celle-ci et ainsi obtenir l'évolution de la teinte en fonction de la profondeur.

2.7. Conclusion

Nous avons présenté les deux différents bancs expérimentaux utilisés dans le cadre de nos travaux pour l'étude de la convection de Marangoni. Pour chacune de ces configurations, nous avons présenté les conditions opératoires : gradient de température et diamètre de bulle pour le cas autour d'une bulle d'air, et niveau de sous-refroidissement et puissance de chauffe pour le cas de l'étude autour d'une bulle de vapeur.

Suite à cela, nous avons présenté la méthode RVV qui permet de caractériser un écoulement tridimensionnel. Les différents éléments nécessaires à la mise en pratique ont été exposés ainsi que le programme de traitement des images obtenues. Enfin, nous avons terminé par la description du banc expérimental utilisé pour l'étalonnage de la méthode.

Chapitre 3 : Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus à partir de différentes expériences menées sur la convection de Marangoni autour d'une bulle. En première partie, nous allons discuter de l'influence des grandeurs adimensionnés de Marangoni et Rayleigh. La seconde partie traite des résultats obtenus par nos méthodes de mesures (ombroscopie et PTV) autour de la bulle d'air. La troisième partie présente les résultats obtenus cette fois-ci autour de la bulle de vapeur. Enfin, les deux dernières parties traitent des résultats liés à la méthode RVV.

3.

3.1. Etude théorique de l'influence des paramètres

Afin de savoir quelle force, entre la force liée à la tension de surface et la force thermogravitationnelle, gouverne l'écoulement autour de la bulle dans nos conditions expérimentales, nous avons déterminé le nombre de Marangoni et le nombre de Rayleigh.

3.1.1. Longueur caractéristique

Avant de déterminer les grandeurs adimensionnés cités précédemment, nous avons défini la longueur caractéristique de notre système. Dans la littérature, la longueur caractéristique pour déterminer le nombre de Marangoni et le nombre de Rayleigh est souvent le rayon car la bulle alors supposée sphérique. Cette longueur caractéristique varie en effet selon les études [10, 58, 69, 76]. Suite à nos observations expérimentales, dans un plan de coupe vertical, nous avons constaté que la géométrie de la bulle se rapproche plus d'une forme ellipsoïdale que d'un cercle. Cependant, l'ellipse étant légèrement tronquée au niveau du petit diamètre, le petit rayon utilisé (correspondant à la hauteur dans nos résultats) est donc une approximation de la réalité. En conséquence, nous avons déterminé l'équivalent du rayon dans le cas d'une ellipse. A partir de la Figure 74, et en utilisant la moyenne quadratique de l'approximation d'Euler sur le périmètre d'une ellipse, nous pouvons écrire :

$$P = \pi \sqrt{2(a^2 + b^2) - \frac{1}{2}(a - b)^2} \quad (23)$$

Avec a , la longueur du grand rayon et b , la longueur du petit rayon.

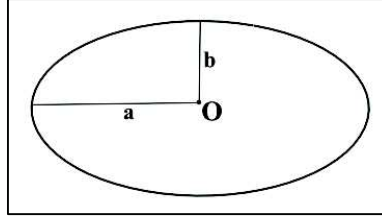


Figure 74 : Schéma de l'ellipse

En posant $a = D/2$ et $b = h/2$ avec D , le diamètre horizontal de la bulle et h , la hauteur de la bulle. Par analogie au périmètre d'un cercle, nous avons ainsi déterminé le rayon équivalent, soit notre longueur caractéristique, égal à :

$$L_c = \frac{\sqrt{2\left(\left(\frac{D}{2}\right)^2 + \left(\frac{h}{2}\right)^2\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{D}{2} - \frac{h}{2}\right)^2}}{2} \quad (24)$$

Ainsi, le nombre de Marangoni peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Ma = \frac{d\sigma}{dT} \times \frac{\Delta T}{\mu_l \times \alpha} \times \frac{\sqrt{2\left(\left(\frac{D}{2}\right)^2 + \left(\frac{h}{2}\right)^2\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{D}{2} - \frac{h}{2}\right)^2}}{2} \quad (25)$$

Avec T la température, σ la tension de surface, μ_l la viscosité dynamique et α la diffusivité thermique.

Le nombre de Rayleigh est, quant à lui, donné par l'expression suivante :

$$Ra = \frac{\beta \times \Delta T \times g \times \rho_l}{\alpha \times \mu_l} \times \frac{\sqrt{2\left(\left(\frac{D}{2}\right)^2 + \left(\frac{h}{2}\right)^2\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{D}{2} - \frac{h}{2}\right)^2}}{2}^3 \quad (26)$$

Avec g la constante gravitationnelle, β le coefficient de dilatation thermique.

Ayant déterminé les grandeurs adimensionnées, nous allons maintenant voir leur comportement en fonction des différents paramètres de contrôle.

3.1.2. Influence des différents paramètres expérimentaux sur les grandeurs adimensionnées

Nous allons nous concentrer sur l'influence des différents paramètres expérimentaux sur les grandeurs adimensionnées lorsque le fluide de travail est le FC-72.

3.1.2.1. Ecart de température

Afin de se placer dans les conditions de température utilisées dans le cas de l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur, nous avons fait varier l'écart de température de 7 à 37 °C (ce qui représente une température de liquide à l'infini comprise entre 20 et 50 °C). La longueur caractéristique a été fixée avec un diamètre de bulle de 2 mm et une hauteur de bulle de 1,5 mm. Ces valeurs de diamètre de bulle et de hauteur ont été choisies d'après les observations expérimentales de la littérature [9] dont la précision de mesure obtenue lors de ces essais était de $\pm 0,2$ mm.

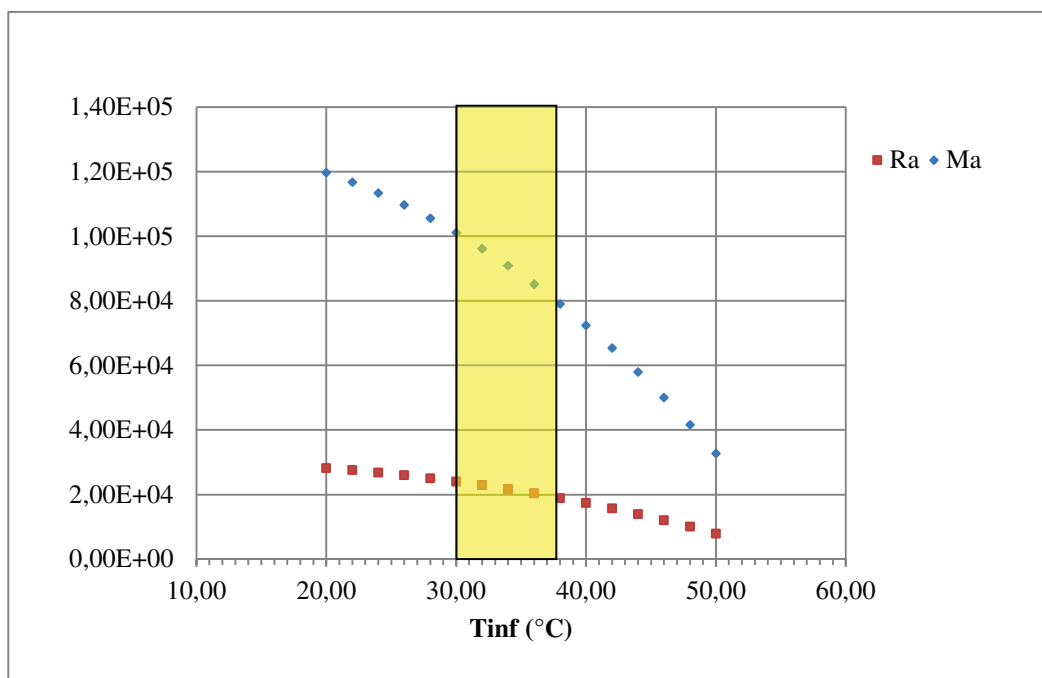


Figure 75 : Évolution du nombre de Marangoni et de Rayleigh en fonction de la température du liquide à l'infini pour une longueur caractéristique égale à 0,89 mm

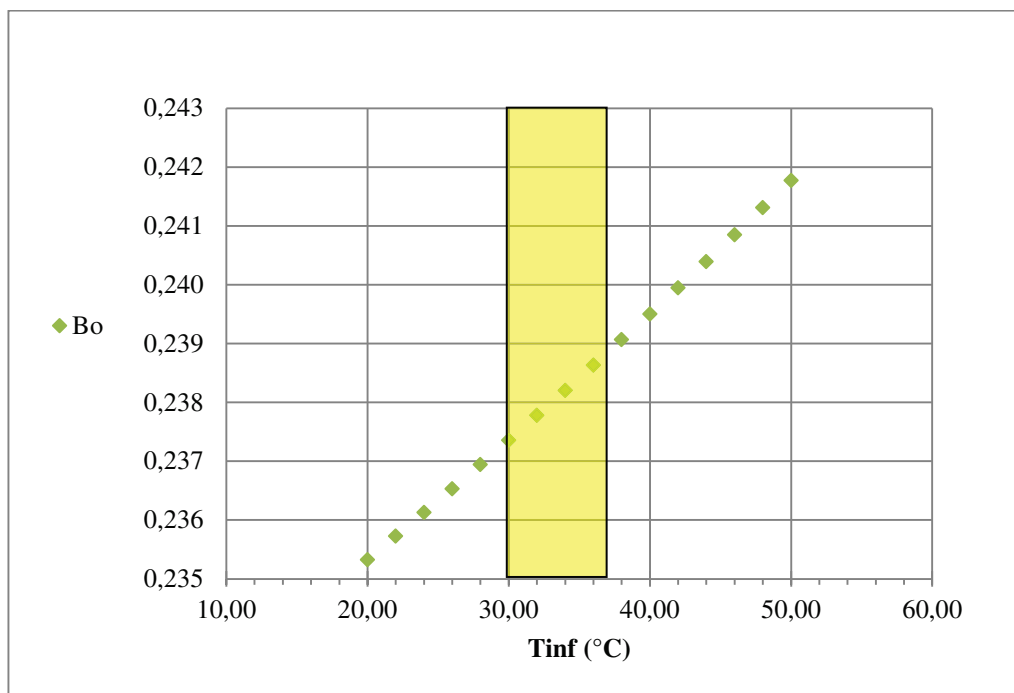


Figure 76 : Évolution du nombre de Bond en fonction de la température du liquide à l'infini pour une longueur caractéristique égale à 0,89 mm

On constate d'après la Figure 75 que le nombre de Marangoni reste supérieur au nombre de Rayleigh dans la plage des températures sélectionnées pour nos essais expérimentaux (représentés par le cadre jaune sur les Figure 75 et Figure 76). Ceci nous donne un nombre de Bond dynamique toujours inférieur à 1. Ainsi les forces de tension de surface prédominent dans l'écoulement pour une longueur caractéristique fixée à 0,89 mm.

3.1.2.2. Longueur caractéristique

Pour voir l'influence de la longueur caractéristique sur les nombres de Marangoni et de Rayleigh, nous avons étudié deux cas : le cas où la bulle est sphérique et le cas où le diamètre de la bulle est supérieur à la hauteur. Pour le diamètre du second cas, nous nous sommes inspirés des valeurs de diamètre observées lors de nos expériences autour d'une bulle de vapeur. Le Tableau 6 reprend ces différents cas, pour un niveau de sous refroidissement fixé à 20,6 °C (soit une température du liquide à l'infini de 30,0 °C).

	<i>Cercle</i>			<i>Ellipse</i>			
<i>D (mm)</i>	0,5	1	2	1,5	2	2	3
<i>H (mm)</i>	0,5	1	2	1	1	1,5	1,5

Tableau 6 : Exemples de diamètres et hauteurs de bulle utilisés pour la détermination du nombre de Marangoni et Rayleigh

La Figure 78 met en évidence que, pour un écart de température fixe, les effets de tension surface sur l'écoulement seront dominants pour de petites longueurs caractéristiques. Puis au-delà d'une longueur caractéristique critique, les effets thermogravitationnels domineront l'écoulement : en effet, le nombre de Bond est supérieur à 1 lorsque l'on atteint une certaine longueur caractéristique.

Cependant, aucune étude n'a jamais mis en évidence ce changement de dominance entre les effets de tension de surface et ceux thermogravitationnels. D'ailleurs, dans notre cas d'étude nous nous situons bien dans la zone où ce sont les effets de tension de surface qui dominent.

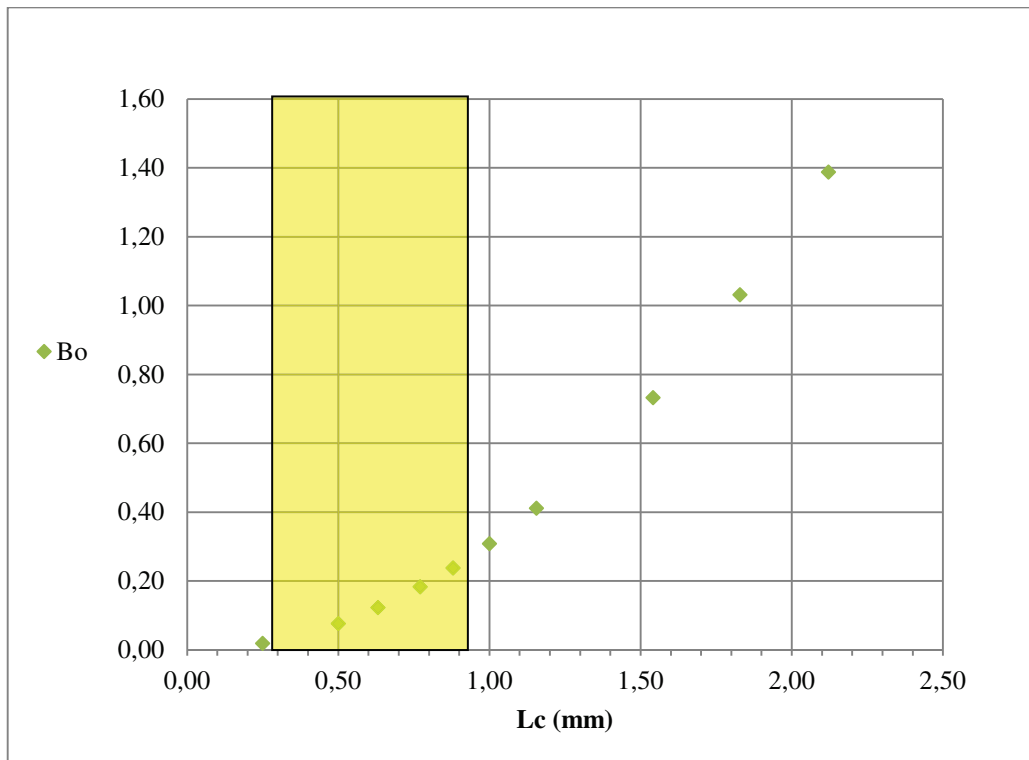


Figure 77 : Évolution du nombre de Bond en fonction de la longueur caractéristique pour une température de liquide à l'infini de 20,6 °C

Afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux de la littérature, nous avons décidé d'utiliser dans la suite de ce mémoire le diamètre horizontal de bulle comme longueur caractéristique.

Nous allons maintenant nous intéresser aux résultats obtenus expérimentalement pour le cas de l'étude de la convection autour d'une bulle d'air injectée.

3.2. Premier cas : bulle d'air

Nous avons utilisé pour ce cas deux méthodes de mesure, l'ombroscopie et la vélocimétrie par suivi de particules.

3.2.1. Ombroscopie

3.2.1.1. Observations de la convection de Marangoni

Nous avons utilisé l'ombroscopie pour mettre en évidence la présence de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone. Ainsi, la Figure 79 présente les images d'une vidéo montrant une particule entraînée par la convection de

Marangoni à proximité de l'interface liquide-gaz d'une bulle de diamètre $6,0 \pm 0,5 \text{ mm}$ pour une température de paroi chaude de $36,1 \pm 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$ et de paroi froide de $21,7 \pm 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$.

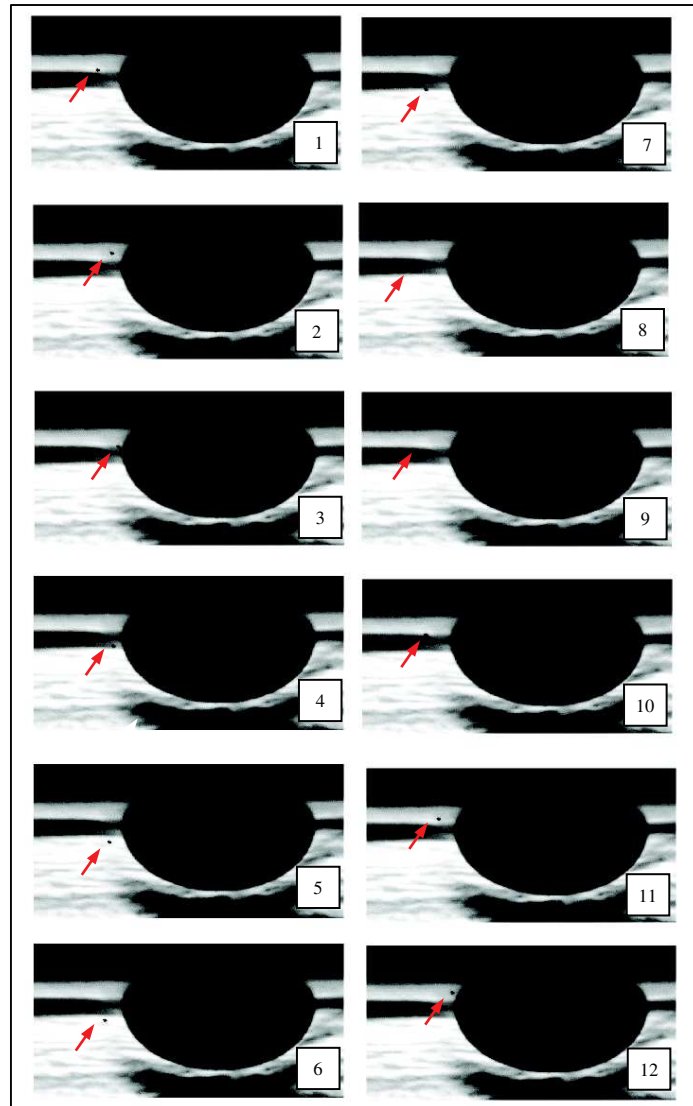


Figure 78 : Séquence d'ombroscopie présentant le cycle d'une particule dans un vortex de convection de Marangoni en régime stationnaire. Pas de temps : $0,08 \text{ s}$; $T_c = 36,2 \pm 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_f = 29,6 \pm 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$; $D_{bulle} = 6,7 \pm 0,1 \text{ mm}$.

On constate que la particule se déplace de la zone chaude (haut de la cellule) vers la zone froide (bas de la cellule) lorsqu'elle est située près de l'interface. L'huile de silicone utilisée à sa tension de surface qui décroît lorsque la température augmente. Le liquide est entraîné par les forces de tension de surface. Ensuite, la particule s'éloigne de l'interface et retourne vers la zone chaude et se rapproche de l'interface liquide-gaz pour recommencer son cycle. Nous sommes donc en présence d'un vortex caractéristique de l'effet Marangoni.

3.2.1.2. Courbe de seuil de déclenchement

Comme nous l'avons présenté à la section 1.2.4.1, la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air peut se présenter sous deux différents régimes : stationnaire et oscillatoire. Dans notre étude, nous avons utilisé l'ombroscopie afin de pouvoir mettre en évidence ces deux régimes et déterminer la courbe de seuil de déclenchement. Cette courbe permet de déterminer l'écart de température et le diamètre de bulle pour lesquels a lieu le changement de régime (stationnaire vers oscillatoire). Lors du régime stationnaire, le seul mouvement notable est celui à l'intérieur du tore autour de la bulle. Le vortex ne se déforme pas autour de la bulle, ce qui se traduit visuellement par un halo lumineux fixe. Lorsque ce halo se met en mouvement autour de la bulle, nous sommes en présence du régime oscillatoire. Ce phénomène a lieu car le tore initialement fixe en régime stationnaire est animé d'un mouvement de rotation en régime oscillatoire. Ainsi, en observant le comportement du halo lumineux, nous avons pu déterminer le passage d'un régime à l'autre et ainsi tracer la courbe de seuil de déclenchement. Cette dernière est différente selon le fluide de travail utilisé. La Figure 80 présente la courbe obtenue pour notre huile de silicone. Dans notre cas, la température chaude ($36,0 \pm 0,2^\circ\text{C}$) a été fixée et nous avons fait varier uniquement la température froide ($21,7 \pm 0,2^\circ\text{C}$ à $31,3 \pm 0,2^\circ\text{C}$).

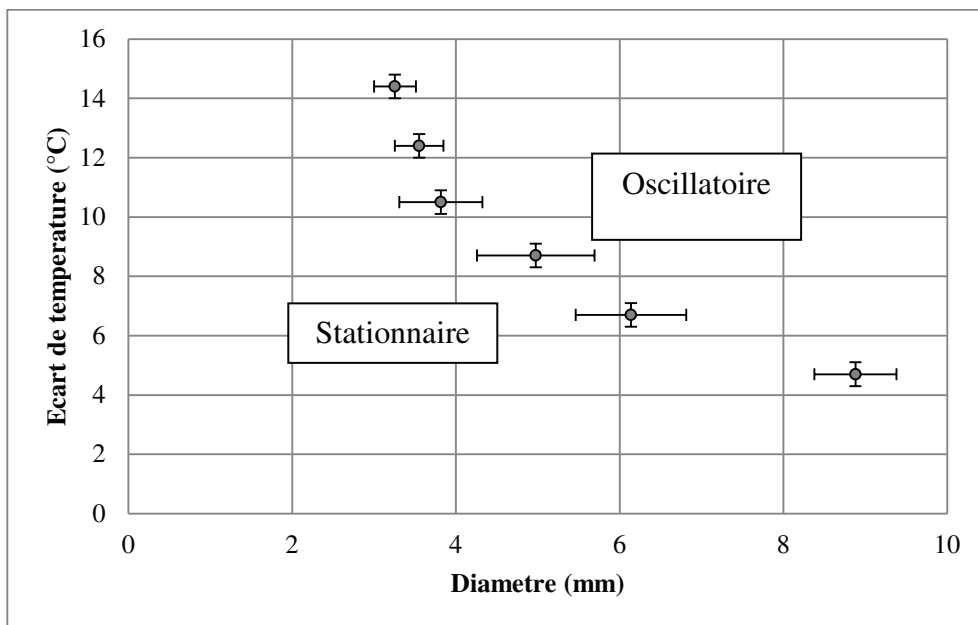


Figure 79 : Courbe de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni pour l'huile de silicone Bluesil 41V0.65

A partir de cette courbe, nous pouvons constater que le diamètre de déclenchement du régime oscillatoire augmente lorsque l'écart entre la température chaude et la température froide diminue. Le changement de régime se fait à des diamètres plus élevés (augmentation de la longueur de l'interface) pour compenser la diminution du gradient de température. De plus, on constate également le comportement asymptotique du diamètre critique pour des écarts de température élevés.

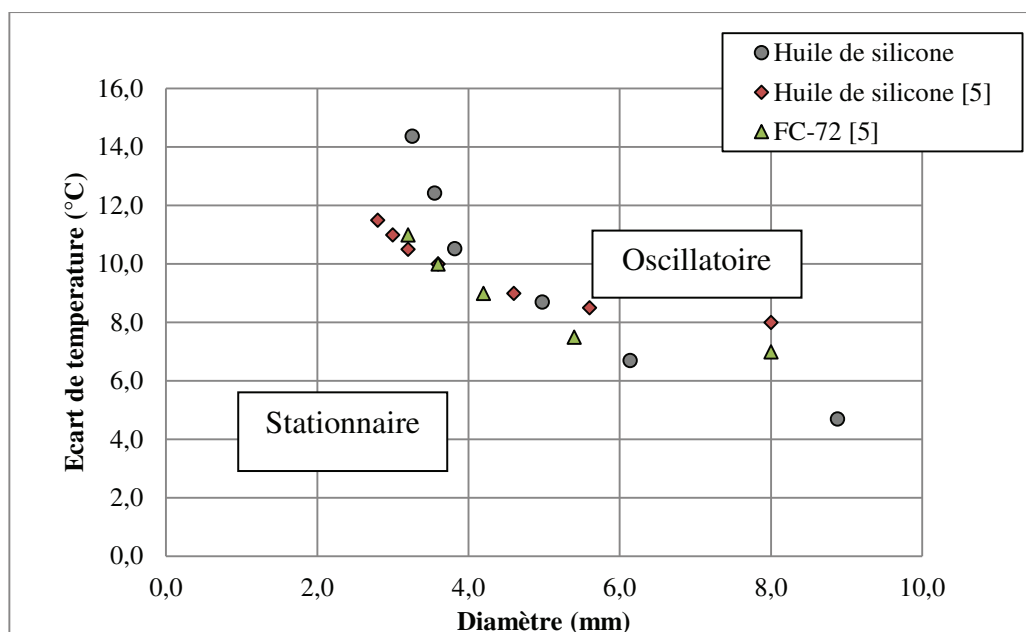


Figure 80 : Comparaison des courbes de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni obtenus dans la littérature et notre étude

La Figure 81 permet de constater que le comportement observé lors de notre étude est similaire au comportement observé dans la littérature dans le cas d'une bulle d'air injecté. En effet, dans les trois cas, nous observons une augmentation du diamètre de bulle critique lorsque l'écart de température diminue. Le comportement asymptotique du diamètre est moins marqué pour les cas de la littérature.

3.2.2. PTV

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus par la méthode de vélocimétrie par suivi de particules.

3.2.2.1. Champs de vitesses

L'utilisation de la méthode PTV nous a permis d'obtenir les champs de vitesses autour de la bulle d'air pour les différentes conditions opératoires étudiées. La Figure 82 reprend quelques exemples de champs de vitesses obtenus pour différentes conditions opératoires.

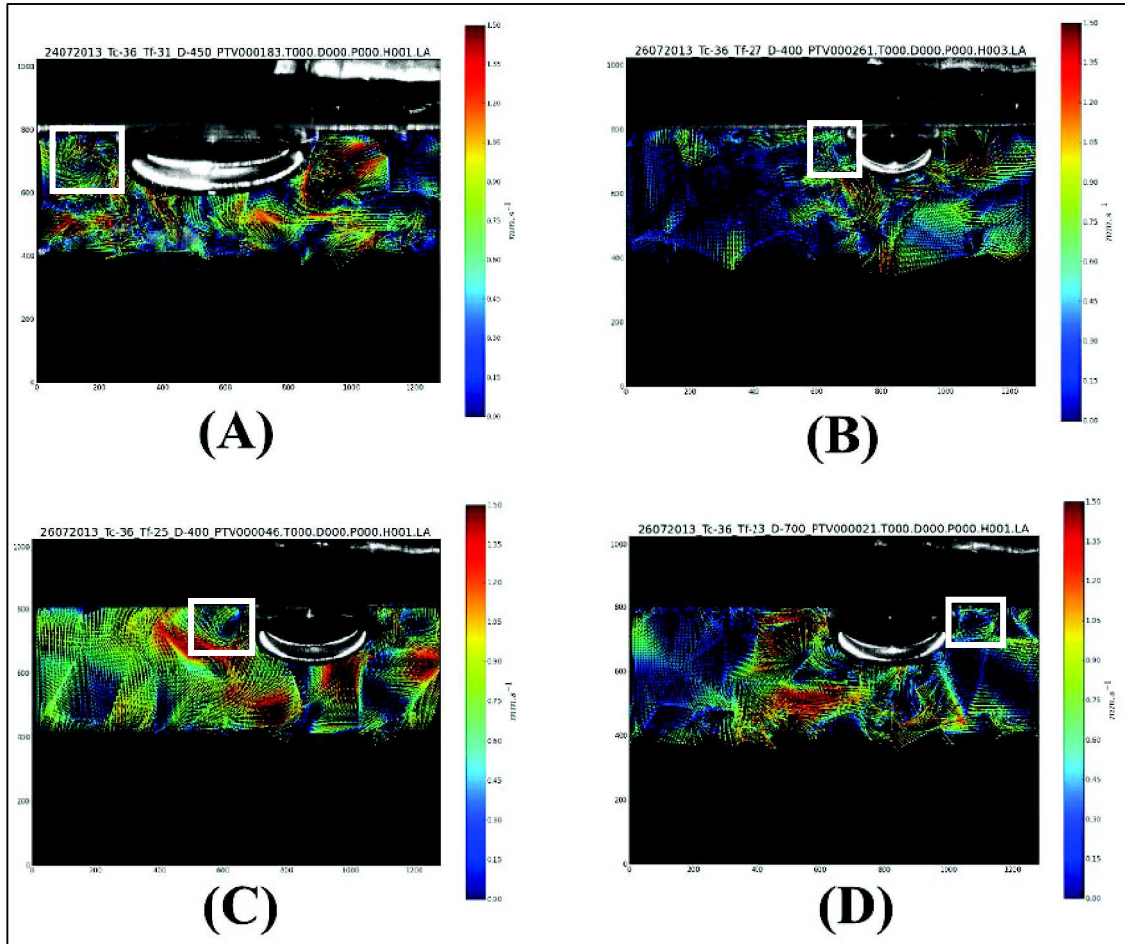


Figure 81 : Exemples de champs de vecteurs vitesses obtenus par la méthode PTV, pour un écart de température égal à $4,8 \pm 0,2$ °C, $B_{bulle} = 9,2 \pm 0,1$ mm; régime oscillatoire (A), $8,7 \pm 0,2$ °C, $D_{bulle} = 5,1 \pm 0,1$ mm; régime oscillatoire (B), $10,9 \pm 0,2$ °C, $D_{bulle} = 6,3 \pm 0,1$ mm; régime oscillatoire (C) et $12,5 \pm 0,2$ °C, $D_{bulle} = 6,2 \pm 0,1$ mm; régime oscillatoire (D)

Nous retrouvons sur ces champs de vitesse la présence d'écoulements perturbants liés au phénomène de convection naturelle induit par le gradient de température. Nous pouvons observer des rouleaux convectifs proches de l'interface liquide/gaz de la bulle. La Figure 83 représente un agrandissement de l'exemple (C) de la Figure 82. Comme cela a été dit précédemment, l'écoulement a lieu le long de l'interface liquide/gaz.

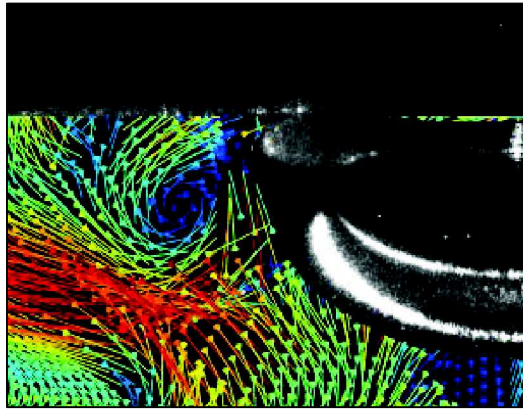


Figure 82 : Agrandissement de l'exemple (C) de la Figure 82.

3.2.2.2. Evolution de la vitesse en fonction du diamètre de bulle

A partir des différents champs de vitesse, nous avons tracé l'évolution de la vitesse maximale dans les rouleaux, en fonction du diamètre de bulle, pour différents écarts de températures entre les parois chaude et froide (cf. Figure 84). De plus, nous avons superposé la zone correspondant au changement de régime de la convection de Marangoni observé par ombroscopie. Nous observons que la vitesse augmente avec le diamètre de la bulle lorsque nous sommes dans la zone de changement de régime. Au-delà de cette zone, ce qui correspond au régime oscillatoire, la vitesse maximale fluctue.

Après avoir étudié le comportement de la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air injectée, nous nous sommes intéressés au cas de la bulle de vapeur. Ce cas s'avère plus complexe car nous ne contrôlons pas le diamètre de la bulle qui est fonction de sa dynamique de croissance.

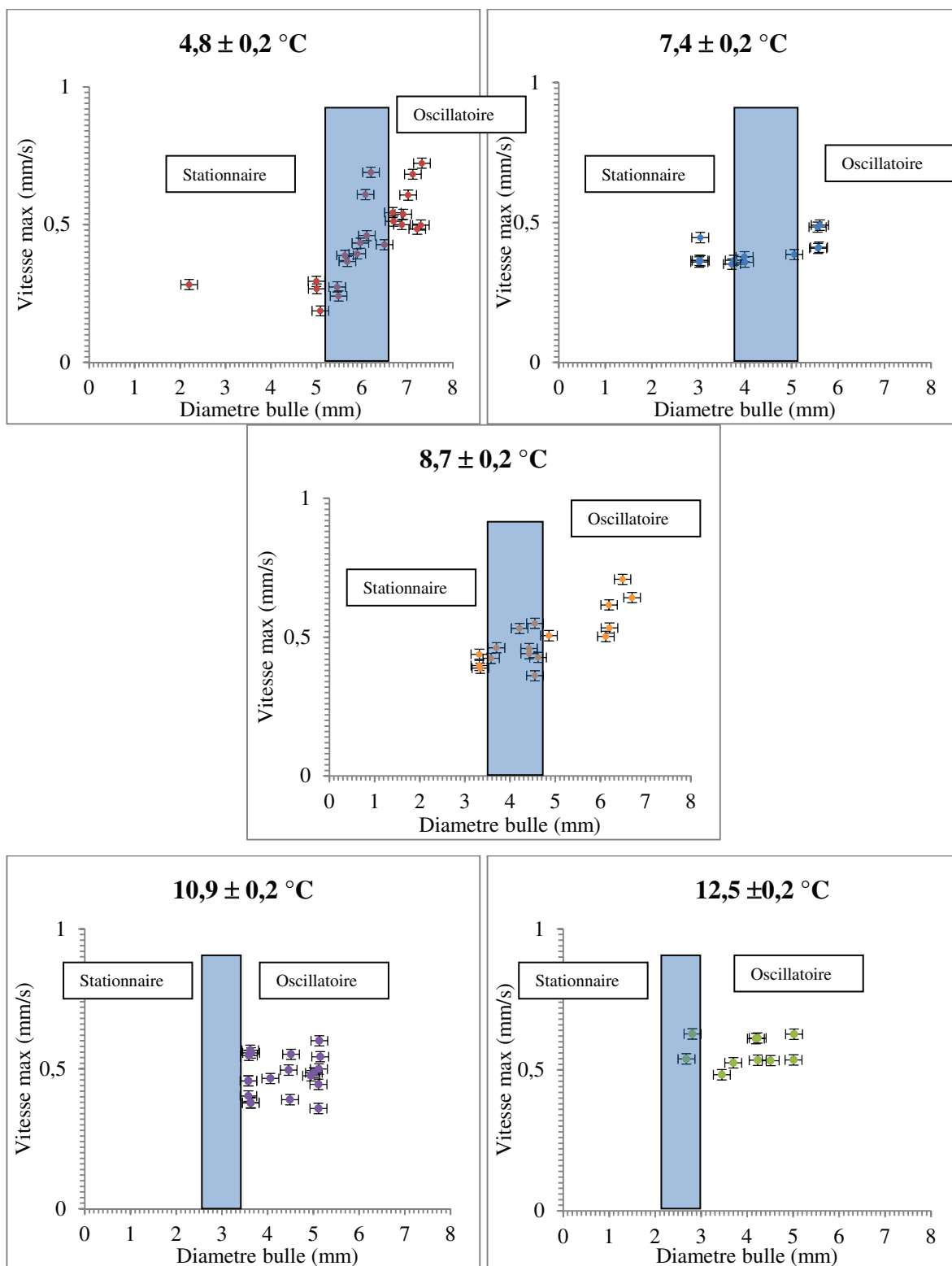


Figure 83 : Évolution de la vitesse maximale des rouleaux en fonction du diamètre pour différents gradients de température dans le cas de la bulle d'air.

3.3. Second cas : bulle de vapeur

Comme pour le cas avec la bulle d'air, nous avons utilisé les deux mêmes méthodes de mesures optiques.

3.3.1. Ombroscopie

3.3.1.1. Les différents régimes observés

De manière similaire au cas de la bulle d'air injectée dans l'huile de silicone, la convection de Marangoni présente deux régimes différents : le stationnaire et l'oscillatoire. L'ombroscopie nous a permis de les mettre en évidence.

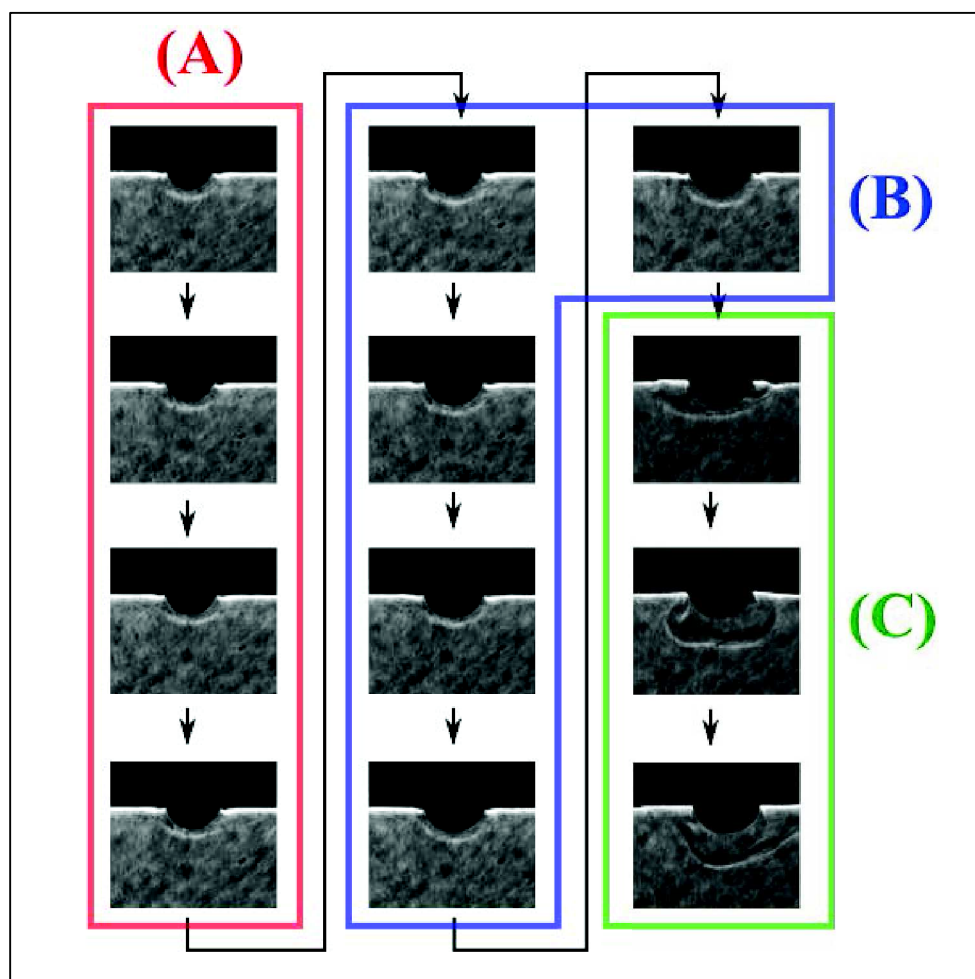


Figure 84 : Séquence d'images d'ombroscopie présentant les différents régimes de la convection de Marangoni : (A) stationnaire, (B) oscillatoire tridimensionnel et (C) oscillatoire axisymétrique et complexe. Le temps entre les deux images est de 0,88 s. La puissance de chauffe est de $1,62 \pm 0,19$ W et le niveau de sous refroidissement est de $20,9 \pm 0,2$ °C

La Figure 85 présente une séquence d'images illustrant le passage du régime stationnaire vers le régime oscillatoire. Nous pouvons constater (Figure 85 A) que le régime stationnaire se caractérise par la présence d'un halo lumineux autour de la bulle qui n'a aucun mouvement visible dans le plan d'observation.

Puis, avec la croissance de la bulle, nous pouvons observer la mise en place du régime oscillatoire axisymétrique sur la Figure 85 (B). Cela se traduit par le halo qui commence à se mettre à pulser autour de la bulle. En effet, pour ce régime, le tore se déforme autour de la bulle, on observe donc un mouvement dans le plan horizontal. Enfin, le régime complexe apparaît et des perturbations autour de la bulle sont observables.

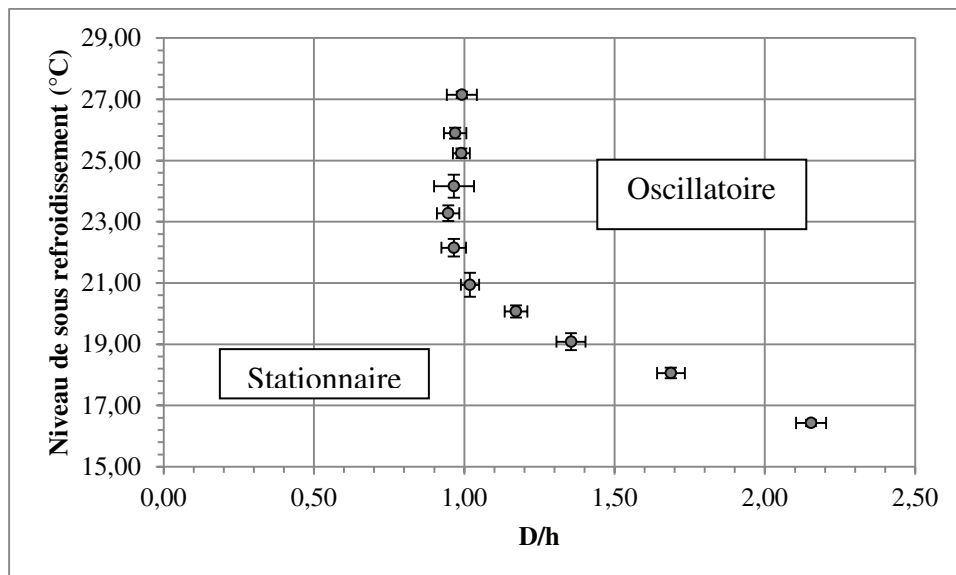


Figure 85 : Évolution du ratio D/h lors du changement de régime en fonction du niveau de sous refroidissement

En traçant le ratio D/h , correspondant à la limite entre le régime stationnaire et oscillatoire, en fonction du niveau de sous refroidissement, nous pouvons constater que le changement de régime se fait pour un ratio environ égal à 1 pour des niveaux de sous refroidissement compris entre 20 et 27 °C. Au-dessous d'un sous refroidissement de 20 °C, nous observons une augmentation significative du ratio (cf. Figure 86).

Ainsi, pour un écart de température entre la saturation et le liquide à l'infini élevé, on peut voir que, lors du régime stationnaire, le ratio largeur/hauteur de bulle était de l'ordre de 1. En

revanche, lorsque ce ratio était supérieur à 1, le régime oscillatoire apparaissait (cf. Figure 87).

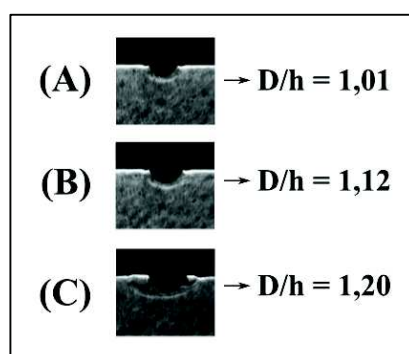


Figure 86 : Exemples de ratio D/h en régime stationnaire (A), en régime oscillatoire symétrique (B) et en régime oscillatoire asymétrique (C)

3.3.1.2. Courbe de seuil de déclenchement

A partir des images d'ombroscopie obtenues pour les différentes conditions opératoires, nous avons pu tracer une courbe de changement de régime en fonction du diamètre (largeur) de bulle et du niveau de sous refroidissement (cf. Figure 88).

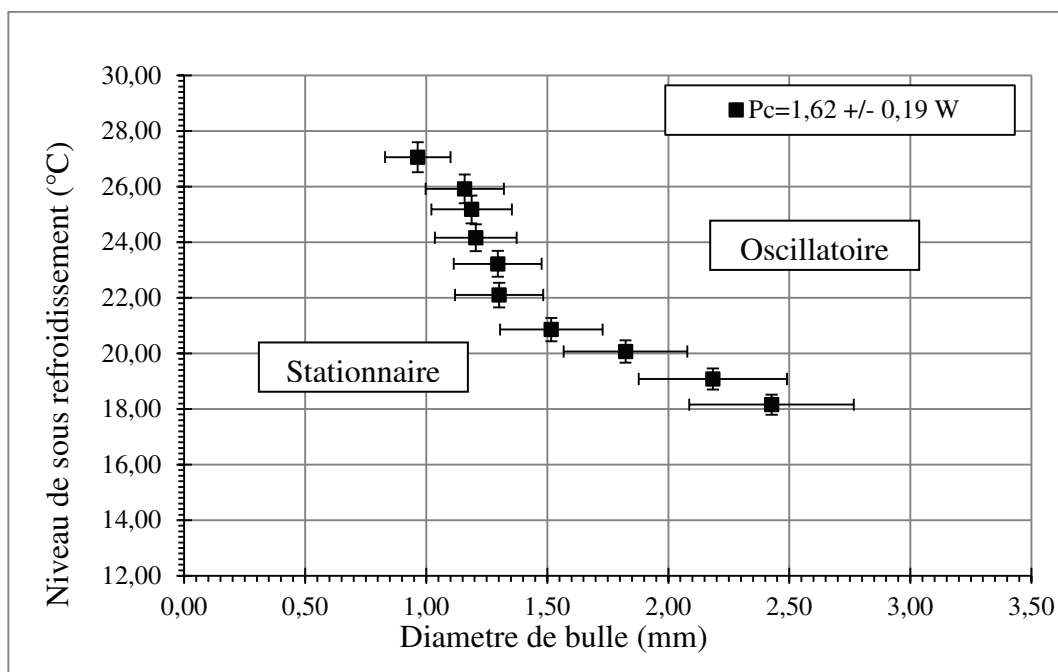


Figure 87 : Courbe de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni pour le FC-72 pour une puissance de $1,62 \pm 0,19$ W

Comme pour le cas de la bulle d'air injectée, nous pouvons constater que le diamètre de déclenchement du régime oscillatoire augmente lorsque le niveau de sous refroidissement diminue. De plus la présence de l'asymptote verticale est beaucoup plus prononcée, ce qui signifie que pour des niveaux de sous refroidissement élevés, le diamètre de changement de régime devient constant.

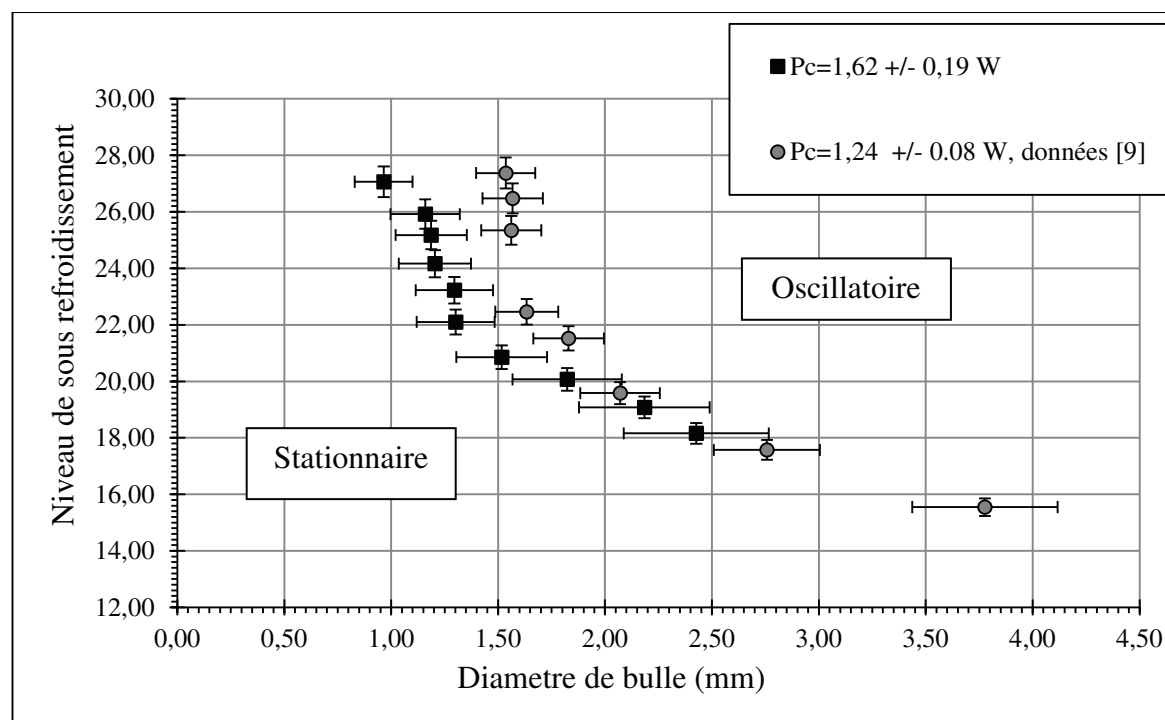


Figure 88 : Comparaison des courbes de seuil de déclenchement du régime oscillatoire de la convection de Marangoni pour le FC-72 pour une puissance de $1,62 \pm 0,19$ W et $1,24 \pm 0,08$ W [9]

La courbe obtenue lors de nos essais a la même allure que celle de la littérature obtenue avec le même fluide de travail mais à une puissance de chauffe moins élevée. Ainsi pour un même fluide de travail, le changement de régime dépend du niveau de sous refroidissement, du diamètre de la bulle et de la puissance de chauffe. On retrouve également, dans la littérature [9], l'existence de ce diamètre critique pour des niveaux de sous refroidissement élevés

3.3.2. PTV

3.3.2.1. Champs de vitesses

L'utilisation de la méthode PTV nous a permis d'obtenir les champs de vitesses autour de la bulle de vapeur pour les différentes conditions opératoires étudiées. La Figure 90 reprend quelques exemples obtenus.

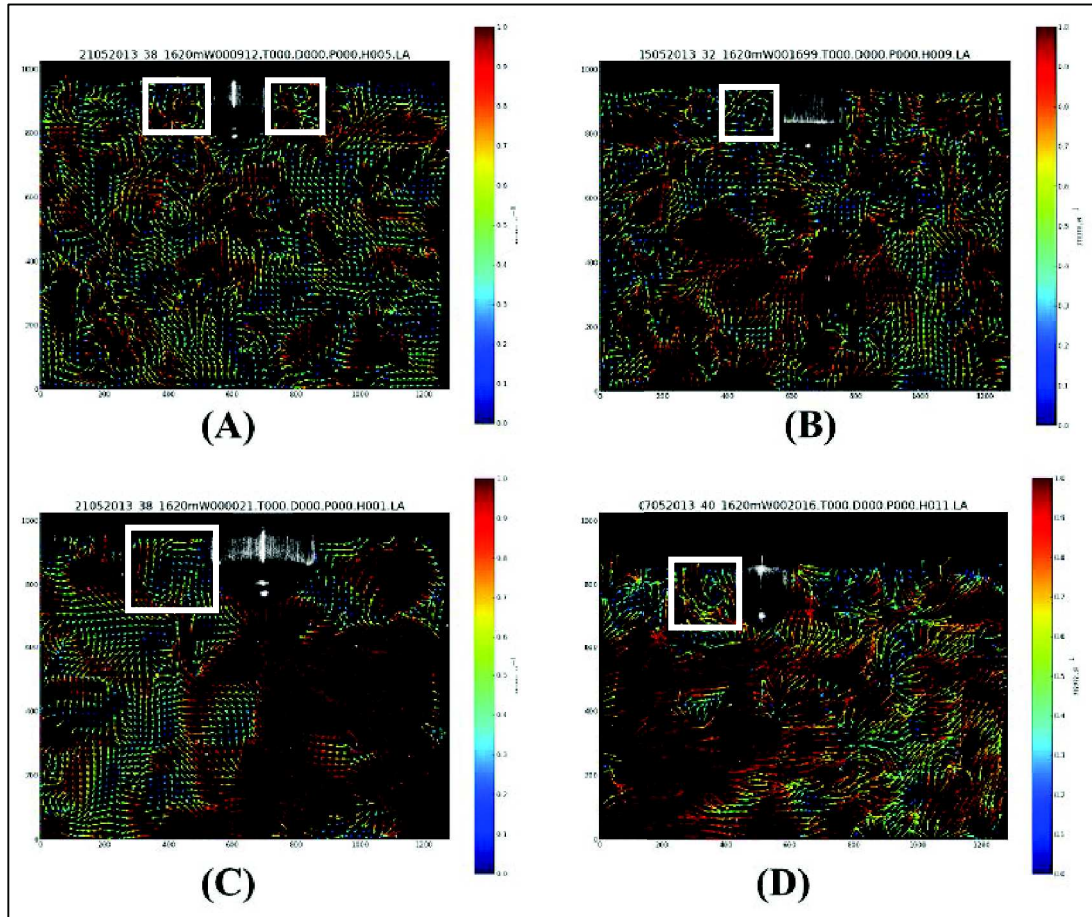


Figure 89 : Exemples de champs de vecteurs vitesses obtenus par la méthode PTV, pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19 \text{ W}$ et $\Delta T_{ssr} = 19,2 \pm 0,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $D_{bulle} = 1,5 \pm 0,1 \text{ mm}$; régime stationnaire (A), $\Delta T_{ssr} = 24,6 \pm 0,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $D_{bulle} = 2,2 \pm 0,1 \text{ mm}$; régime oscillatoire (B), $\Delta T_{ssr} = 19,3 \pm 0,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $D_{bulle} = 2,9 \pm 0,1 \text{ mm}$; régime oscillatoire (C) et $\Delta T_{ssr} = 18,7 \pm 0,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $D_{bulle} = 1,9 \pm 0,1 \text{ mm}$; régime oscillatoire (D)

Comme dans le cas de la bulle d'air, nous retrouvons sur ces champs de vitesse la présence d'écoulements perturbants induits par la convection naturelle. Nous pouvons observer des

rouleaux convectifs proches de l'interface liquide-vapeur de la bulle. Ces rouleaux sont mis en évidence dans l'encadrement blanc sur la figure ci-dessus. La Figure 91 représente un agrandissement du champ de vitesse obtenu pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement égal à $18,7 \pm 0,2$ °C. On peut ainsi voir plus nettement le sens de l'écoulement du fluide proche de l'interface liquide/vapeur, caractéristique de l'effet Marangoni. On constate bien que l'écoulement s'oppose à la convection thermo gravitationnelle qui devrait forcer le liquide à se déplacer de la zone chaude vers la zone froide.

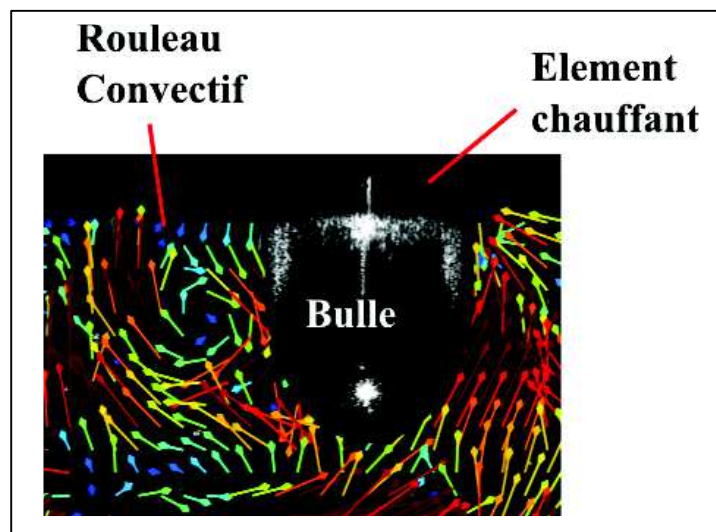


Figure 90 : Agrandissement d'un champ de vecteurs vitesses sur un rouleau convectif autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement égal à $18,72 \pm 0,2$ °C

Sur la Figure 90, nous remarquons la présence d'un rouleau de part et d'autre, ou bien uniquement d'un côté de la bulle. Ceci peut s'expliquer par le régime d'écoulement. En effet, lors du régime stationnaire, le tore convectif autour de la bulle reste fixe et ainsi nous pouvons observer, dans un plan 2D, un rouleau de chaque côté de la bulle [69]. En revanche, dans le cas du régime oscillatoire, le tore se déplace et forme des lobes. En observant le phénomène dans un plan 2D, en mode asymétrique, un seul rouleau convectif est observable d'un côté ou de l'autre de la bulle.

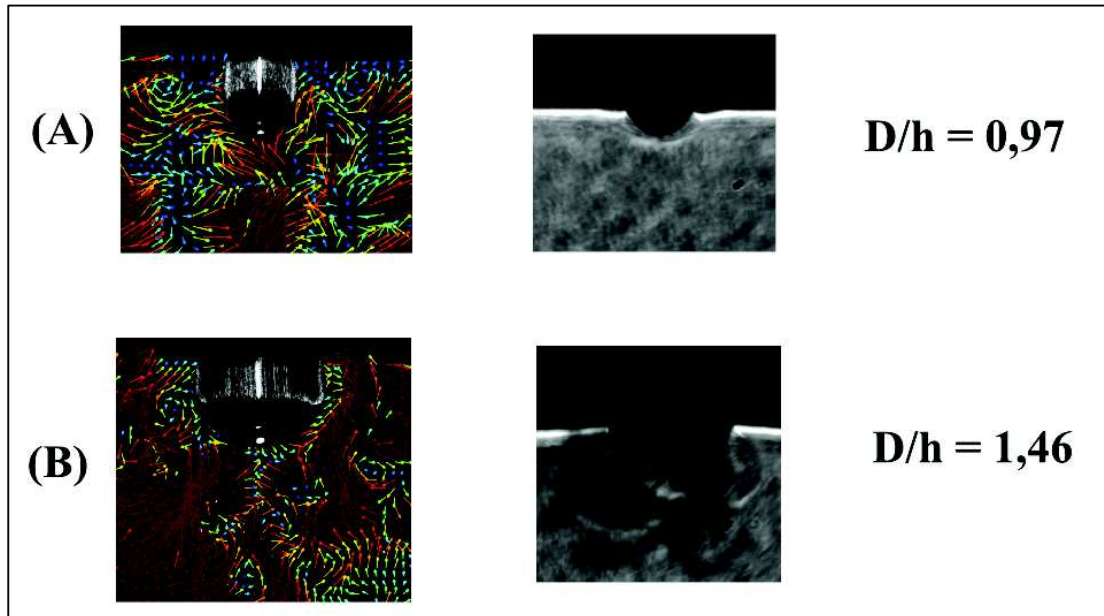


Figure 91 : Comparaison des champs de vitesse obtenus par PTV et des images d'ombroscopie pour des conditions opératoires identiques: (A) régime stationnaire ; (B) régime oscillatoire

Sur la Figure 92, nous retrouvons une comparaison entre des images obtenues par ombroscopie, et des champs de vitesse obtenus par PTV, ainsi que la valeur du ratio diamètre/hauteur. Ainsi le régime de la convection de Marangoni et la présence d'un ou deux rouleaux convectifs autour de la bulle sont mis en évidence. D'après la courbe de seuil de déclenchement obtenue précédemment, dans le cas (A), nous sommes en régime stationnaire. Le cas (B), quant à lui, présente le comportement en régime oscillatoire. Ceci confirme donc pourquoi nous observons un seul rouleau ou bien deux rouleaux autour de la bulle.

3.3.2.2. Ecoulements dans le rouleau convectif

A partir des champs de vitesse obtenus par la méthode PTV, nous avons pu tracer le profil de vitesse horizontale des rouleaux convectifs obtenus. Cette vitesse correspond à la vitesse mesurée sur une ligne de maillage de l'interpolation lors du traitement PTV. La Figure 93 présente le cas du régime stationnaire, nous avons donc deux profils, un de chaque côté de la bulle. Nous constatons une augmentation de la vitesse proche de l'interface liquide-vapeur de la bulle puis une diminution de celle-ci lorsque l'on se rapproche du centre du vortex. Les vitesses présentées sont positives car nous avons pris la norme selon x et y.

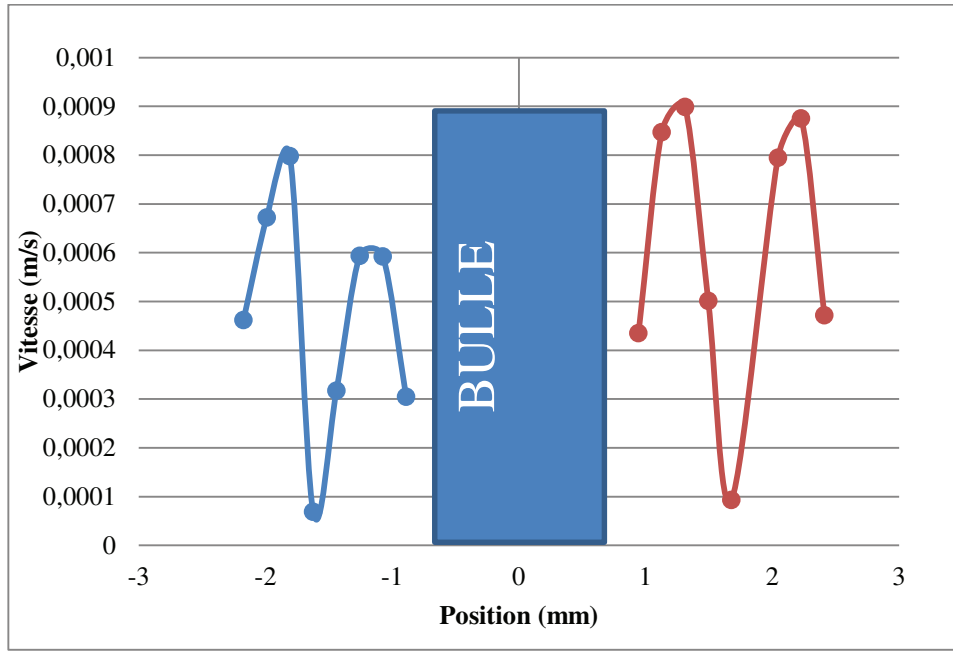


Figure 92 : Exemple de profil de vitesse horizontale des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime stationnaire, autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement de $19,2 \pm 0,2$ °C

Pour ce même cas, nous avons également tracé en Figure 94 la vorticité des rouleaux convectifs. La vorticité est définie par :

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v} \quad (27)$$

Dans le cas 2D, nous avons :

$$\vec{\omega} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right) \times (v_x, v_y) \quad (28)$$

Soit encore :

$$\omega = \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{\partial v_y}{\partial y} \quad (29)$$

Nous pouvons constater qu'il y a un changement de sens de la vorticité, mais cela est normal car ces deux rouleaux font partie du même tore, ce qui signifie qu'ils seront symétriques par rapport à la bulle.

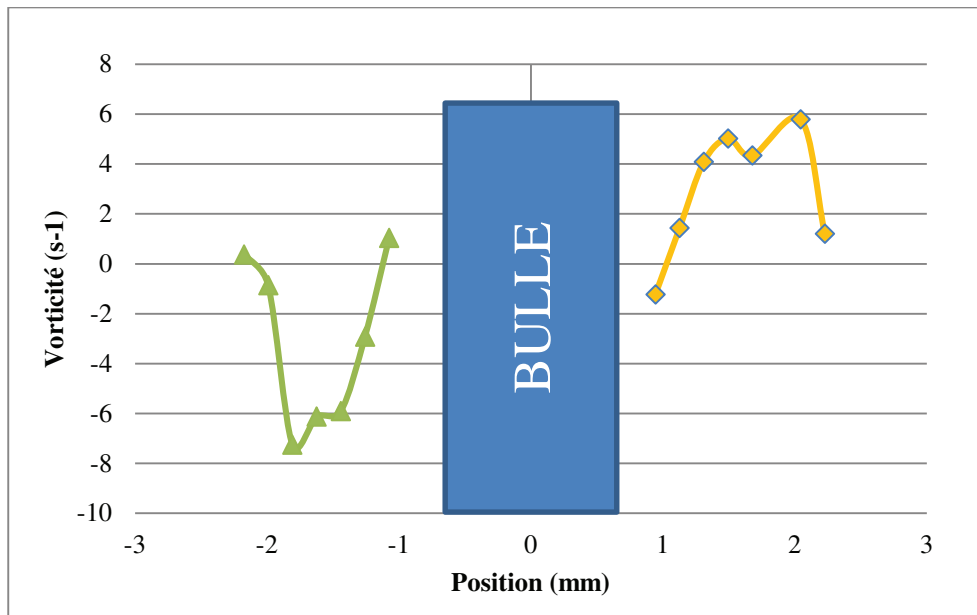


Figure 93 : Exemple de profil de vorticité des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime stationnaire autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement égal à $19,2 \pm 0,2$ °C

Nous avons également tracé les profils de vitesse et de vorticité dans le cas où la convection de Marangoni est en régime oscillatoire (cf. Figure 95 et Figure 96).

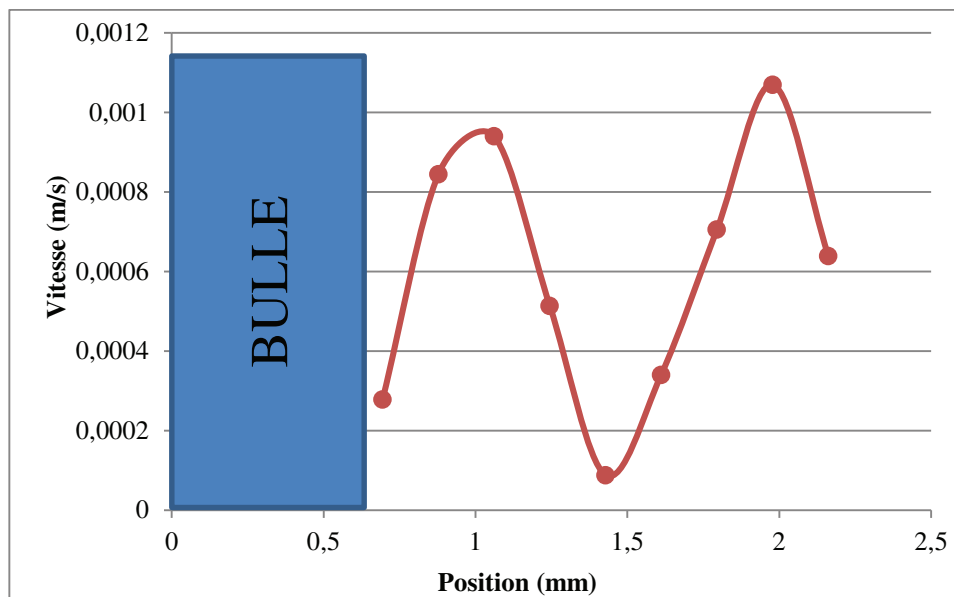


Figure 94 : Exemple de profil de vitesse horizontale des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime oscillatoire, autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement de $18,7 \pm 0,2$ °C

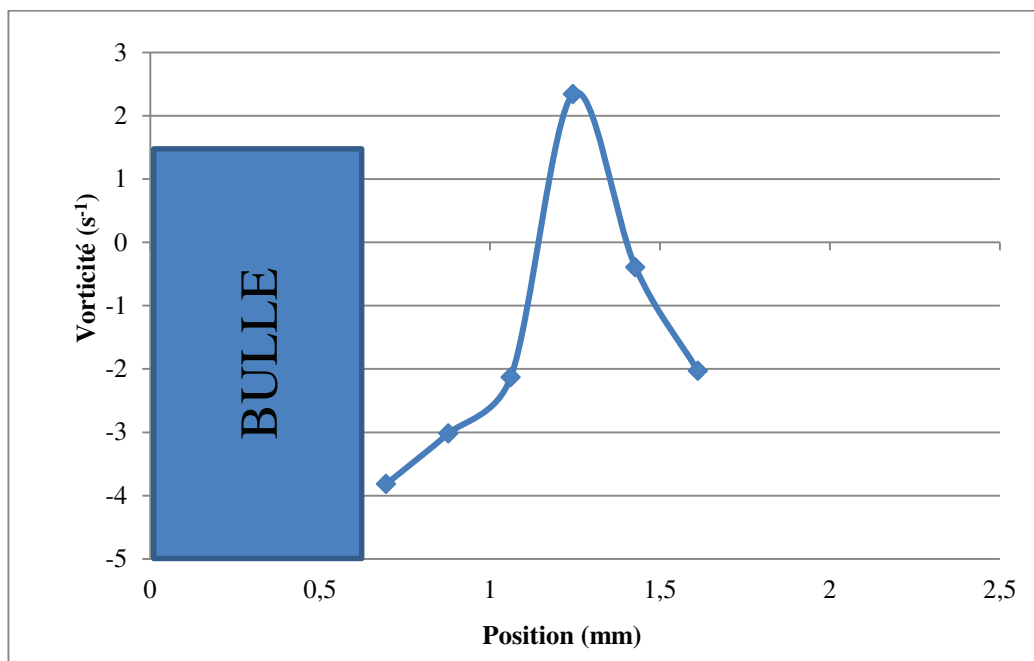


Figure 95 : Exemple de profil de vorticité des rouleaux convectifs de Marangoni, en régime oscillatoire autour d'une bulle de vapeur pour une puissance de chauffe de $1,62 \pm 0,19$ W et un niveau de sous refroidissement de $18,7 \pm 0,2$ °C

Nous constatons aussi que la symétrie entre les profils n'est pas toujours présente. Ceci s'explique par le type de régime observé lors de la mesure. En effet, lors d'un régime stationnaire, le tore convectif est fixe autour de la bulle ce qui permet une observation de vortex de chaque côté de la bulle. Dans le cas du régime oscillatoire, le tore se déforme et tourne autour de la bulle, ce qui fait que lors de la mesure il est possible de ne voir qu'un vortex (cf Figure 16)

3.3.2.3. Evolution de la vitesse en fonction du diamètre de bulle

Comme pour le cas de la bulle d'air, nous avons tracé, à partir des champs de vitesse obtenus par la méthode PTV, l'évolution de la vitesse maximale des rouleaux en fonction du diamètre de la bulle pour différents niveaux de sous refroidissement. Sur la Figure 97, nous avons ajouté la limite obtenue par ombroscopie entre le régime stationnaire et le régime oscillatoire.

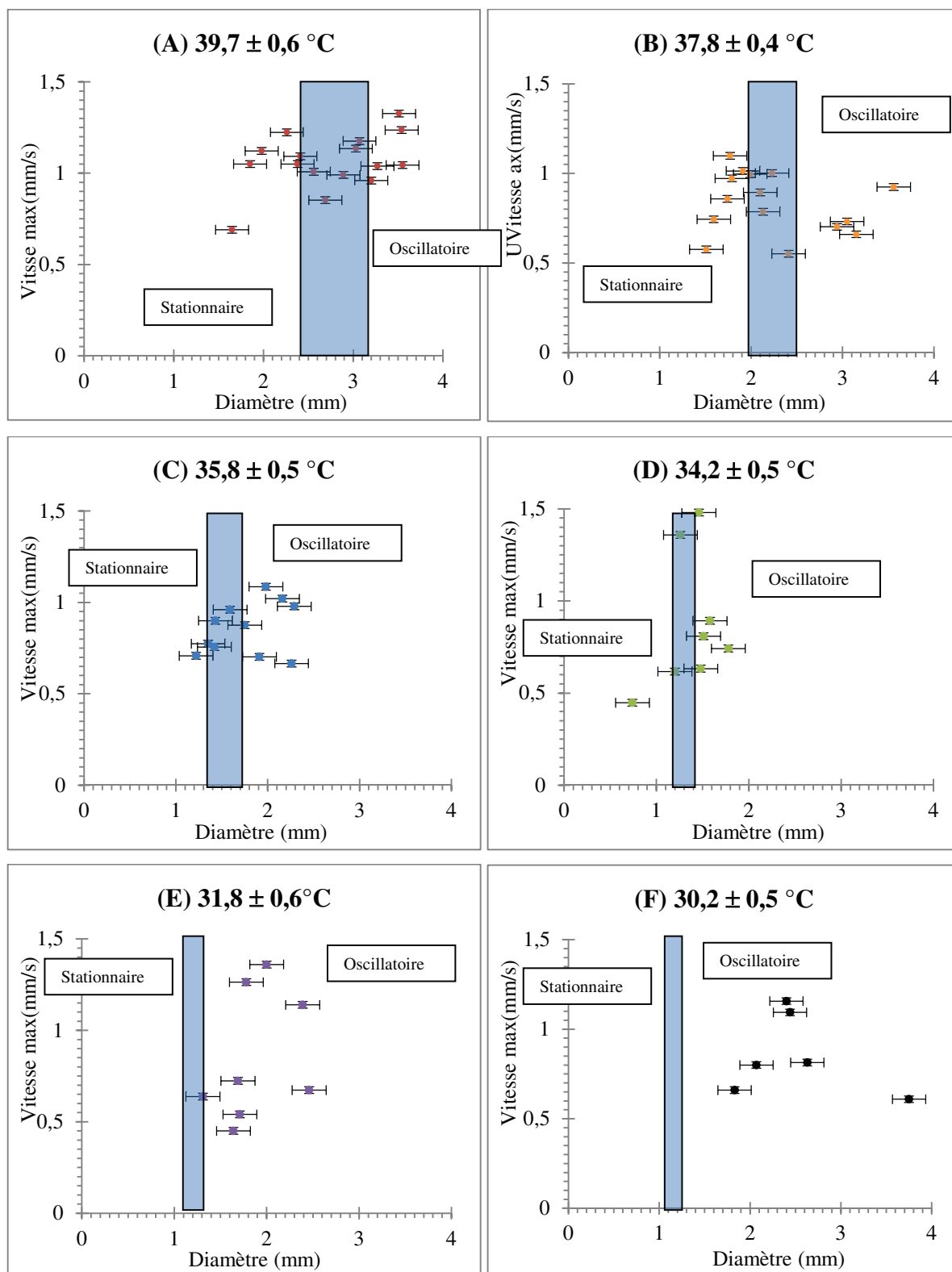


Figure 96 : Évolution de la vitesse maximale en fonction du diamètre pour un niveau de sous refroidissement de $39,7 \pm 0,6 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (A), de $37,8 \pm 0,4 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (B), de $35,8 \pm 0,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (C), de $34,2 \pm 0,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (D), de $31,8 \pm 0,6 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (E) et de $30,2 \pm 0,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (F)

Pour les cas où il est possible de mesurer la vitesse pour des diamètres inférieurs au diamètre de la courbe de seuil de déclenchement du régime oscillatoire (cf. Figure 97), nous observons que les vitesses maximales dans les rouleaux augmentent avec le diamètre de la bulle. Au-delà de ce diamètre, la vitesse varie de façon assez aléatoire. La vitesse moyenne mesurée dans les différents cas est de l'ordre du millimètre par seconde, variant de 0,5 mm/s à 2 mm/s, ce qui est en accord avec la littérature [3, 8].

3.3.3. Discussion

Lors des expériences menées autour de la bulle de vapeur, nous avons constaté une différence non négligeable entre le diamètre déterminé à partir des images d'ombroscopie et celles obtenues pour la PTV. Cette différence, qui s'élève parfois à plus de 10 %, est due au principe de la méthode d'ombroscopie qui est basée sur un défaut optique de la bulle. Lors de notre étude, nous avons pris en compte cette erreur optique en ajoutant un pourcentage d'erreur lié à cette erreur. Il a été impossible d'observer cette différence dans le cas de la bulle d'air à cause de la géométrie de la cellule de mesure : l'emplacement des systèmes d'injection et de mesure rendait impossible l'utilisation simultanée de l'ombroscopie et de la PTV.

En prenant en compte la précision de la mesure par ombroscopie, cette dernière nous a permis de déterminer la géométrie (le diamètre et la hauteur) de la bulle lors du changement de régime de la convection de Marangoni. Enfin, nous avons constaté au cours des mesures faites par PTV l'augmentation de la vitesse avec le changement de régime (stationnaire vers oscillatoire). Puis, une variation de cette vitesse en régime oscillatoire.

3.4. Validation du programme RVV

3.4.1. Programme de génération d'images de particules couleurs

Afin de pouvoir tester notre programme RVV, nous avons écrit un programme de génération d'images. Il nous permet d'obtenir des images de particules colorées auxquelles nous pouvons imposer un déplacement dans les trois dimensions.

Il a été conçu de manière à ajuster différents paramètres comme :

- la taille de l'image
- l'étalonnage de la couleur en fonction de la profondeur
- le nombre de particules

- le déplacement selon x , y et z
- la taille des particules

Dans le cas d'une génération de paires d'images, on retrouve les sous-étapes suivantes :

- Étape 1 : Image A :
 - Création d'une image noire
 - Création des particules de couleur et de position aléatoire dans le format RGB
- Étape 2 : Image B :
 - Récupération des coordonnées x , y et z des particules de l'image A
 - Déplacement des particules selon x et y
 - Déplacement des particules selon z

Le déplacement selon x et y et le déplacement selon z sont séparés car ils demandent un traitement différent. En effet, pour x et y le déplacement ne nécessite qu'un ajout direct en pixels aux coordonnées de l'image A, alors que selon z , le déplacement se fait de façon colorimétrique. Pour ce dernier déplacement, il est ainsi nécessaire de définir l'évolution de la couleur en fonction de la valeur en pixel du déplacement. Nous avons donc défini, pour le cas de cette étude, que la couleur variait linéairement en fonction de la profondeur selon :

$$H = 10z$$

Avec H , la valeur de la Teinte (Hue dans le format d'image HSV) et z , la valeur en pixel de la profondeur. L'hypothèse de la linéarité entre H et z n'est pas toujours représentative de la réalité. Il est donc indispensable de réaliser un étalonnage rigoureux afin de déterminer la réelle variation de H en fonction de z .

Les Figure 98 et Figure 99 illustrent deux exemples de paires d'images générées par le programme.

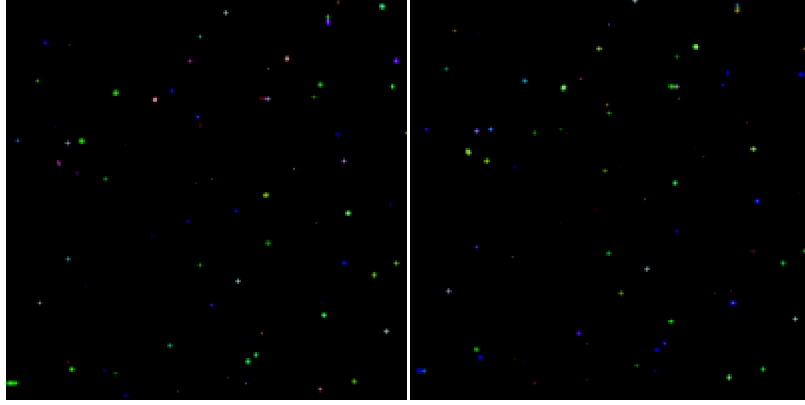


Figure 97 : Paire d'images de taille 200×200 pixels contenant 100 particules de diamètre 5 pixels et subissant un déplacement $(x, y, z) = (3, 6, 10)$ pixels

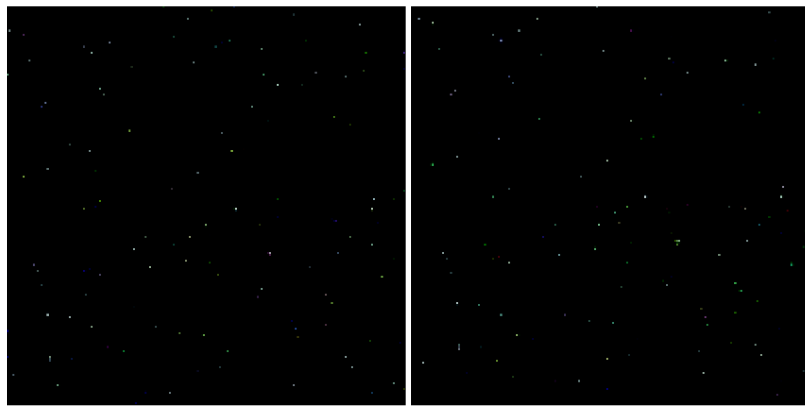


Figure 98 : Paire d'images de taille 200×200 pixels contenant 200 particules de diamètre 3 pixels et subissant un déplacement $(x, y, z) = (3, 6, 10)$ pixels

Pour les essais du programme RVV sur les images synthétiques, l'évolution de la couleur en fonction de la profondeur imposée au programme RVV est identique à celle utilisée pour la génération des images.

3.4.2. Utilisation du programme RVV sur les images synthétiques

Nous avons généré des images en imposant différents déplacements selon x , y et z que l'on retrouve dans le Tableau 7. Les images générées sont composées de 100 particules de diamètre 5 pixels. Nous allons voir les champs de vecteurs obtenus par le traitement des images RVV, et les comparer aux champs de vecteurs théoriques.

	Cas 1	Cas 2	Cas 3
Déplacement x (px)	6	0	- 4
Déplacement y (px)	- 4	0	6
Déplacement z (px)	0	10	10

Tableau 7 : Valeurs des déplacements simulés

3.4.2.1. Cas 1 : Déplacements spatiaux suivant x et y

La Figure 100 nous montre le champ de vecteurs vitesses obtenu par le programme RVV superposé au champ de vecteurs vitesses théoriques. Nous pouvons remarquer que la tendance observée sur le champ de vecteurs vitesses du programme RVV est la même que celle du champ théorique. Les vecteurs faux représentent 5 % de l'ensemble des vecteurs (dans ce cas particulier, on a 10 vecteurs faux sur 200 points).

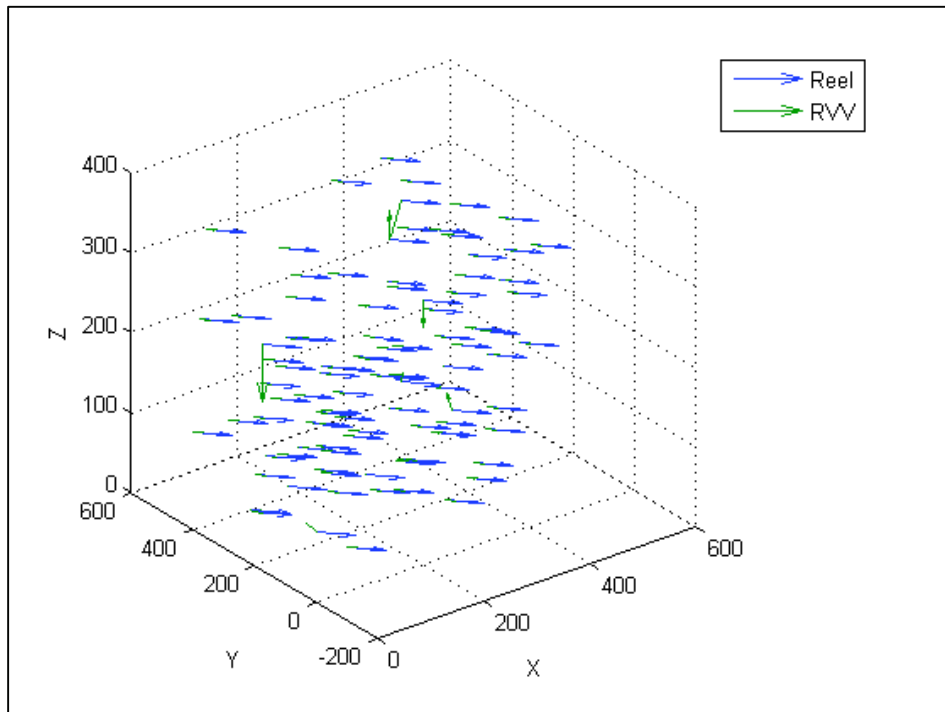


Figure 99 : Champs de vecteurs vitesses obtenus par le programme RVV (vert) et réel (bleu) pour le cas 1 du Tableau 7.

3.4.2.2. Cas 2 : Déplacements spatiaux suivant z

Dans ce cas, nous avons uniquement fait varier le déplacement suivant la composante z de 10 pixels, c'est-à-dire que nous avons fait varier la couleur des particules suivant la direction du gradient de couleur préalablement étalonné en fonction de la profondeur. Comme pour le cas précédent, nous avons un champ de vecteurs vitesses qui se superpose sur le champ de vecteurs vitesses théorique (cf. Figure 101). Le pourcentage de vecteurs faux s'élève à 29 %.

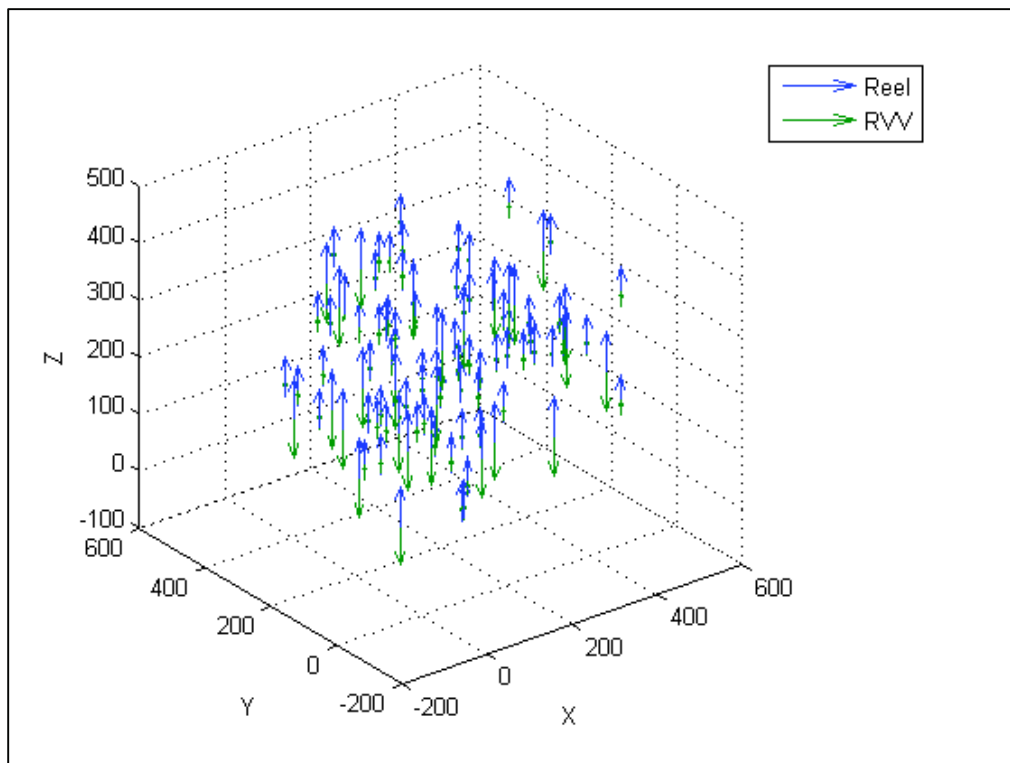


Figure 100 : Champs de vecteurs vitesses obtenus par le programme RVV (vert) et réel (bleu) pour le cas 2 du Tableau 7.

3.4.2.3. Déplacements spatiaux suivant x, y et z

Enfin nous avons généré des images simulant le déplacement dans les trois dimensions spatiales selon les valeurs présentées dans le Tableau 7.

Identiquement aux cas 1 et 2, le champ de vitesse obtenu par le programme RVV traduit le comportement de l'écoulement simulé (cf. Figure 102). Le pourcentage de vecteurs faux est inférieur à 30 %.

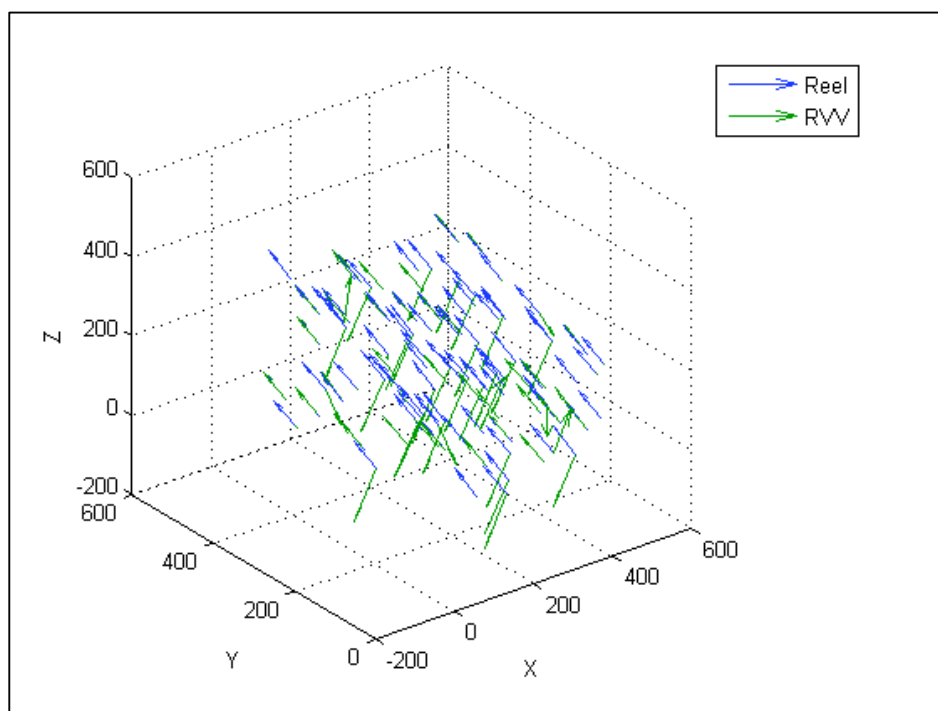


Figure 101 : Champs des vecteurs vitesses obtenus par le programme RVV (vert) et réel (bleu) pour le cas 3 du Tableau 7.

3.4.3. Conclusions et perspectives sur l'utilisation du programme RVV

Nous avons montré que le programme RVV présentait de bonnes aptitudes à déterminer le champ de vitesses 3D d'un écoulement simple à partir d'images synthétiques. En effet, le programme permet d'obtenir de bons résultats dans le cas d'un déplacement uniquement 2D, avec cependant quelques vecteurs faux (qui représente une erreur inférieure à 15%). Nous retrouvons ce même résultat dans le cas d'un écoulement 3D. Nous pouvons donc conclure que notre programme permet d'obtenir de façon assez correcte le sens de l'écoulement que nous avons simulé avec nos images synthétiques.

Cependant, il reste à améliorer la précision de la détermination des déplacements (algorithmes de détection et suivi), afin de minimiser le nombre de vecteurs faux. Il faudra aussi tester son comportement avec des images synthétiques d'écoulements plus complexes (vortex, turbulence,...). Puis, il faudra l'appliquer sur des images expérimentales d'écoulements réels connus avant de le mettre en pratique dans le cadre de l'étude de la convection de Marangoni autour d'une bulle (air ou vapeur). Il faut aussi signaler qu'il est indispensable de réaliser un étalonnage correct traduisant le gradient de longueur d'onde en fonction de la profondeur.

Enfin, il faudra aussi ajouter au programme des facteurs de correction dus aux erreurs liées à la camera et aux objectifs utilisés.

3.5. L'étalonnage de la méthode RVV

Comme précisé précédemment, il est indispensable d'étalonner la méthode afin de connaître l'évolution de la teinte, H en fonction de la profondeur, z . Nous allons présenter maintenant les résultats obtenus avec cet étalonnage.

3.5.1. Images RVV

Pour l'étalonnage, nous avons généré une nappe de lumière arc-en-ciel d'épaisseur égale à environ 20 mm. Ceci représente la largeur de l'élément chauffant utilisé dans le cas de la bulle de vapeur. Cette nappe laser traverse le cube de résine ensemencé en particules (cf. Figure 103).

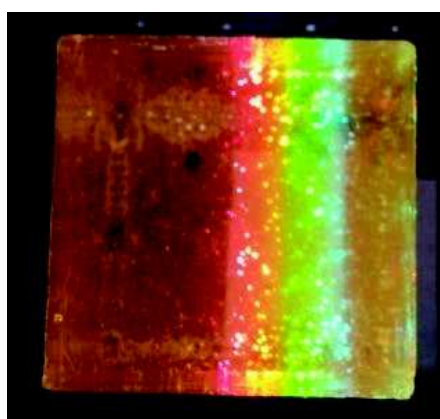


Figure 102 : Vue du dessus du cube de résine éclairé par la nappe Arc-en-Ciel

Nous avons déplacé le cube dans la nappe, et donc fait varier la profondeur, par pas de 1 mm. Pour chaque pas, la camera a enregistré une image du cube éclairé par l'arc-en-ciel. La Figure 104 présente différentes images obtenues pour différentes profondeurs.

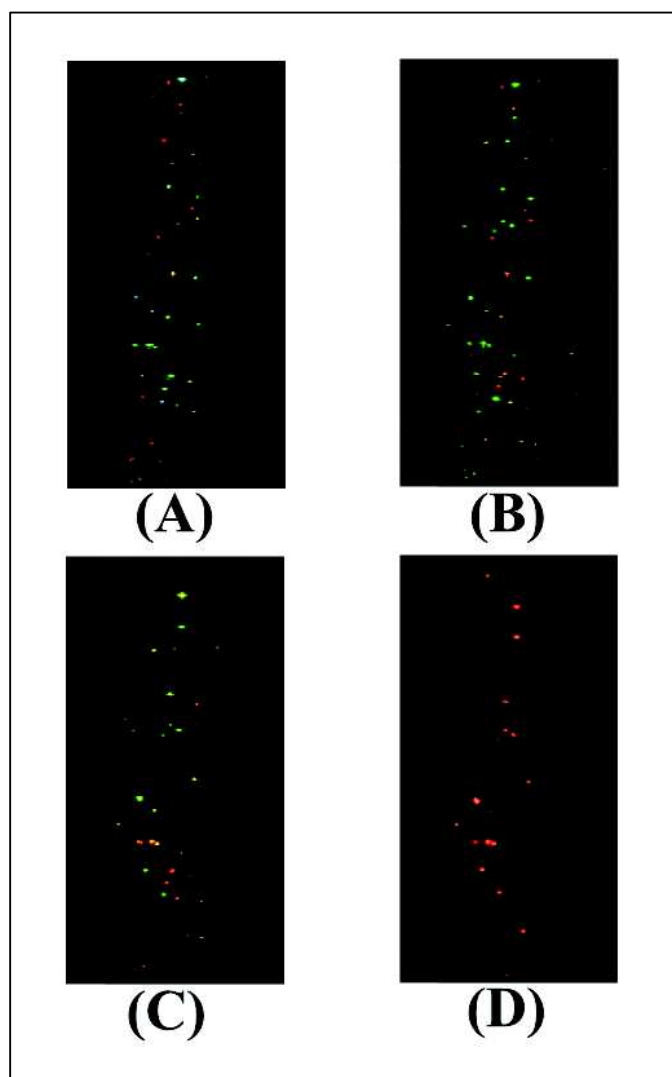


Figure 103 : Images des particules du cube de résine éclairées par la nappe arc-en-ciel pour un déplacement dans la profondeur égale à $3,0 \pm 0,1$ mm (A), $6,0 \pm 0,1$ mm (B), $12,0 \pm 0,1$ mm (C) et $18,0 \pm 0,1$ mm (D)

A partir de ces images, nous avons procédé à un traitement d'images qui nous permet de mesurer l'évolution de la teinte d'une particule en fonction de la profondeur.

3.5.2. Courbe d'étalonnage

A l'aide d'un code de traitement d'image, nous avons localisé, sur une image, une particule que nous avons suivie sur les autres images enregistrées au cours du déplacement du cube. Nous avons ainsi pu connaître l'évolution de la teinte de cette particule en fonction de la profondeur, et donc obtenir la courbe d'étalonnage du système RVV (cf. Figure 105).

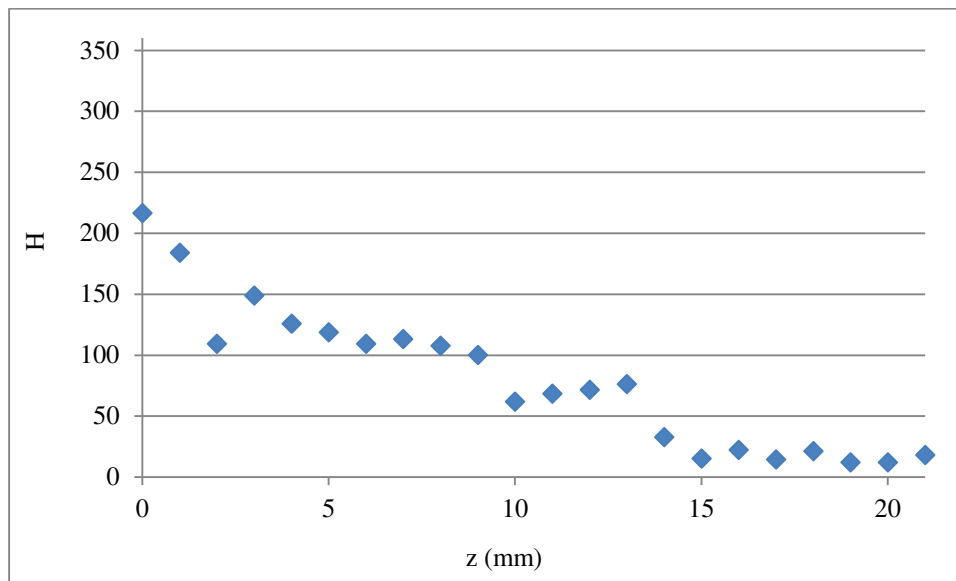


Figure 104 : Courbe d'étalonnage de la méthode RVV

Nous constatons, d'après cette courbe, que l'évolution de la teinte en fonction de la profondeur n'est pas linéaire, contrairement à l'hypothèse faite précédemment pour la validation du code. En effet, il semblerait que la diffusion du laser blanc ne génère pas un spectre de couleur linéaire. En effet, nous observons deux paliers, l'un dans le vert ($100 < H < 140$) et l'autre dans le jaune ($60 < H < 90$).

3.5.3. Discussion

A partir de cet étalonnage, nous avons pu mettre en évidence qu'il est indispensable de modifier le programme de traitement RVV en prenant en compte la non- linéarité du spectre de lumière.

De plus, nous avons rencontré un problème non négligeable pour le traitement RVV. Lors du suivi de la particule, nous avons constaté que celle-ci subissait un déplacement vers le bas. Ce déplacement est physiquement impossible mais il est dû aux erreurs de profondeur de la camera.

Le programme de traitement RVV nécessite donc des ajustements avant de pouvoir être mis en pratique pour l'étude tridimensionnelle de la convection de Marangoni.

Conclusion

L'état de l'art, réalisé au chapitre un, nous a permis de constater qu'il existait peu de travaux sur les régimes ou la vitesse d'écoulement de la convection de Marangoni autour d'une bulle de vapeur. L'objectif de cette thèse a donc été d'apporter des informations complémentaires aux études déjà réalisées.

Lors du chapitre deux, nous avons présenté les deux différents bancs d'essais utilisés pour observer et mesurer le phénomène hydrodynamique autour d'une bulle d'air et autour d'une bulle de vapeur. Nous avons également exposé le principe de la méthode RVV, qui permet de mesurer un écoulement tridimensionnel, ainsi que les améliorations apportées.

Au début du chapitre trois, nous avons montré que, dans les conditions opératoires choisies de températures et tailles de bulle, l'écoulement lié à la tension de surface est prédominant sur l'écoulement thermogravitationnel proche de l'interface de la bulle.

Dans ce même chapitre, à partir des mesures d'ombroscopie réalisées autour d'une bulle d'air, nous avons pu obtenir une séquence d'images exposant la présence de la convection de Marangoni proche de l'interface. En effet, nous avons pu suivre le cycle d'une particule prise dans le vortex convectif. Cette méthode de mesure nous a également permis de tracer la courbe de seuil de passage du régime stationnaire au régime oscillatoire. De ce fait, nous avons pu constater que le changement de régime avait lieu à des diamètres de bulle plus petits lorsque l'écart de température augmentait. A partir des champs de vitesse obtenus par PTV, nous avons pu mettre en évidence la présence du vortex convectif proche de l'interface liquide-gaz. L'écoulement au niveau de l'interface se déplaçant de la zone froide vers la zone

chaude, nous en avons conclu que nous étions en présence de la convection de Marangoni. Nous avons pu également mesurer que la vitesse de l'écoulement était de l'ordre de 0,5 mm/s. En confrontant les résultats obtenus par les deux méthodes de mesures, nous avons constaté que la vitesse d'écoulement en régime oscillatoire était fluctuante.

Dans le cas de la bulle de vapeur, nous avons pu, à l'aide de l'ombroscopie, observer les différents régimes de la convection de Marangoni (stationnaire, oscillatoire et complexe). Nous avons également pu tracer la courbe de seuil de déclenchement qui a une allure identique à ce que l'on trouve par ailleurs dans la littérature. Comme pour le cas de la bulle d'air, la méthode PTV nous a permis d'observer les rouleaux convectifs proches de l'interface de la bulle. La détermination du profil de vitesse à la traversée du rouleau, et le calcul de la vorticité, ont permis de mettre en évidence la présence d'un vortex proche de l'interface. La vitesse d'écoulement mesurée est comprise entre 0,5 mm/s et 2 mm/s, et est cohérente avec ce que l'on trouve dans la littérature. Nous avons constaté par ailleurs que pour des niveaux de sous refroidissement faibles, le changement de régime se faisait lorsque la bulle avait une forme plus elliptique que sphérique. En effet, alors que le ratio D/h au moment du changement de régime dans le cas des sous refroidissements testés les plus élevés est d'environ 1, ce ratio augmente lorsque le niveau de sous refroidissement diminue. De plus, les résultats obtenus par les deux méthodes de mesure (ombroscopie et PTV) nous ont permis de constater une augmentation de la vitesse lors du changement de régime (du stationnaire à l'oscillatoire) avec, pour le cas du régime oscillatoire, une vitesse fluctuante, conformément à ce qui a été observé avec la bulle d'air. Ce dernier point a été expliqué par la forme tridimensionnelle de l'écoulement (tore déformé).

Afin de caractériser un écoulement tridimensionnel, nous nous sommes intéressés à la méthode RVV. Cependant, avant de pouvoir la mettre en place sur ce type d'écoulement, nous l'avons adaptée. De plus, nous avons développé un programme de traitement des images adapté à la méthode RVV. Nous avons validé le programme, pour des écoulements simples et rectilignes, en utilisant des images synthétiques. Enfin, nous avons réalisé un étalonnage expérimental de la méthode afin de connaître l'évolution de la couleur en fonction de la profondeur.

Les perspectives de ce travail sont de caractériser des écoulements de manière tridimensionnelle en utilisant la RVV. Cependant, il sera indispensable de valider d'abord cette méthode sur des écoulements simples. Une fois ces essais réalisés, cette technique de

mesure pourra être employée pour caractériser en trois dimensions l'écoulement induit par la convection de Marangoni autour d'une bulle d'air, avant de passer au cas de la bulle de vapeur. En effet, le cas de la bulle d'air sera plus simple à mettre en place car le diamètre de la bulle reste fixe, ce qui n'est pas le cas de la bulle de vapeur qui grandit au cours du temps. Enfin, le programme de traitement RVV devra être affiné, et les algorithmes optimisés afin de minimiser les erreurs de traitement.

References

- [1] R. J. Adrian. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow- speckle velocimetry vs particle image velocimetry. *Applied Optics*, 23:1690, 1984.
- [2] C. N. Ammerman and S. M. You. Determination of the boiling enhancement mechanism caused by surfactant addition to water. *ASME*, 321:379 – 386, 1995.
- [3] P. Arlabosse, L. Tadrist, H. Tadrist, and J. Pantaloni. Experimental analysis of the heat transfer induced by thermocapillary convection around a bubble. *Journal of heat transfer*, 122:66 – 73, 2000.
- [4] M.P. Arroyo and C.A. Greated. Stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 2:1181 – 1186, 1991.
- [5] H. Auracher and W. Marquardt. Heat transfer characteristics and mechanisms along entire boiling curves under steady-state and transient conditions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(2):223–242, April 2004.
- [6] Y. Bailly. Méthodes optiques - actionneurs fluidiques - microsystèmes thermoacoustiques. Technical report, UTBM, 2004.
- [7] N. Bakhru and J. H. Lienhard. Boiling from small cylinders. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(11):2011–2025, November 1972.
- [8] V. I. Baranenko and L. A. Chichkan. Thermocapillary convection in the boiling of various fluids. *Heat Transfer, Soviet Research*, 12:40 – 44, 1980.
- [9] M. Barthès. *Ebullition sur site isolé : étude expérimentale de la dynamique de croissance d'une bulle et des transferts associés*. PhD thesis, IUSTI Université de Provence, 2005.
- [10] M. Barthès, C. Reynard, R. Santini, and L. Tadrist. Non-condensable gas influence on the marangoni convection during a single vapour bubble growth in a subcooled liquid. *EPL (Europhysics Letters)*, 77(1):14001, 2007.
- [11] A. Bergeon, D. Henry, H. Ben Hadid, and L. S. Tuckerman. Marangoni convection in binary mixtures with soret effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 375:143 – 177, 1998.

- [12] D. Bonnet. *Vélocimétrie par images de particules (PIV) pour le diagnostic d'écoulement dans la boucle d'air automobile*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2012.
- [13] V. Carvalho, M. Barthes, V. Lepiller, and Y. Bailly. Marangoni convection: velocity measurements using ptv method around a single vapor bubble. In *21ème Congrès Français de Mécanique*, 2013.
- [14] V. Carvalho, M. Barthès, V. Lepiller, and Y. Bailly. Caractérisation de la convection thermocapillaire autour d'une bulle de vapeur nucléée par la méthode ptv 2D. In *Congrès Français de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides*, 2011.
- [15] P. Cerisier, C. Jamond, J. Pantaloni, and J. C. Charmet. Déformation de la surface libre en convection de Bénard-Marangoni. *Le journal de physique*, 45:405 – 411, 1984.
- [16] E.A. Chinnov and O.A. Kabov. Marangoni effect on wave structure in liquid films. *Microgravity Science and Technology*, 19(3-4):18 – 22, 2007.
- [17] D.M. Christopher, H. Wang, and X. Peng. Heat transfer enhancement due to Marangoni flow around moving bubbles during nucleate boiling. *Tsinghua Science and Technology*, 11:523 – 532, 2006.
- [18] C.-H. Chun. Thermocapillary flow in surroundings of a bubble under a heated wall. In *15th International Symposium on Space Technology and Science*, pages 2127–2136, 1986.
- [19] C.-H. Chun, D. Raake, and G. Hansmann. Oscillating convection modes in the surroundings of an air bubble under a horizontal heated wall. *Experiments in Fluids*, 11:359 – 367, 1991.
- [20] F. Demiray and J. Kim. Microscale heat transfer measurements during pool boiling of fc-72: effect of subcooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(14 - 16):3257 – 3268, 2004.
- [21] V. K. Dhir. Boiling heat transfer. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30(1):365–401, January 1998.
- [22] V.K Dhir. Nucleate and transition boiling heat transfer under pool and external flow conditions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 12(4):290–314, December 1991.
- [23] G.R. Duursma, F. Jiang, K. Sefiane, S. Duff, and H. Beji. On the effects of thermocapillary driven oscillations on bubble growth during boiling of fc-72 on a thin wire. *International Journal of Thermal Sciences*, 50(10):1809 – 1819, 2011.
- [24] H. K. Forster and N. Zuber. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *Journal of AIChE*, 1:531 – 535, 1955.

- [25] E. S. Gaddis. The effect of liquid motion induced by phase change and thermo capillarity on the thermal equilibrium of a vapor bubble. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:2241 – 2250, 1972.
- [26] V. Gauthier and M.L. Riethmuller. Application of pidv to complex flows: Resolution of the directional ambiguity. In *Von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series 1988-06 Particle Image Displacement Velocimetry*, 1988.
- [27] M. Gaydon, M. Raffel, C. Willert, M. Rosengarten, and J. Kompenhans. Hybrid stereoscopic particle image velocimetry. *Experiences in Fluids*, 23:331 – 334, 1997.
- [28] M. Gbamele. *Analyse quantitative d'écoulements complexes par imagerie polychromatique*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2001.
- [29] P. G. De Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Collection ECHELLE, 2005.
- [30] L. Grant, S. Fu, K. Pan, K. Wang, and A. Aroussi. An in-line stereoscopic, colour piv system for 3-component velocity measurements with ambiguity resolution. In *Proc 7th Intl Symp. on Appl. of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 1994.
- [31] E. Guyon, J.-P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique*. EDP SCIENCE, 2012.
- [32] E. Guyon and M. G. Velarde. Instabilité de Bénard-Marangoni dans les nématiques. *Le journal de physique*, 39:205 – 208, 1978.
- [33] A. Guzun-Stoica, M. Kurzeluk, and O. Floarea. Experimental study of marangoni effect in a liquid - liquid system. *Chemical engineering science*, 55:3813 – 3816, 2000.
- [34] C. H. Han and P. Griffith. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling - part 1 bubble initiation, growth and departure. *International Journal Heat Mass Transfer*, 8:887 – 904, 1965.
- [35] R. Hanumanthu and K. J. Stebe. Transient and persistent marangoni - Bénard convection in the presence of surfactants. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 391:51 – 61, 2011.
- [36] C. D. Henry and J. Kim. A study of the effects of heater size, subcooling, and gravity level on pool boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(2):262 – 273, 2004.
- [37] C.D. Henry, J. Kim, and J. McQuillen. Dissolved gas effects on thermocapillary convection during boiling in reduced gravity environments. *Heat and Mass Transfer*, 42(10):919 – 928, 2006.

- [38] K.D. Hinsch. Three-dimensional particle velocimetry. *Measure Science and Technology*, 6:742 – 753, 1995.
- [39] V. Hupik and G. D. Raithby. Surface-tension effects in boiling from a downward-facing surface. *Journal of Heat Transfer*, 94:403 – 409, 1972.
- [40] P. Jacquot and P.K. Rastogi. Influence of out-of-plane deformation and its elimination in white light speckle. *Opt. Lasers Eng.*, 2:33 – 55, 1981.
- [41] C.J. Kahler, R.J. Adrian, and C.E. Willert. Turbulent boundary layer investigation with conventional and stereoscopic particle image velocimetry. In *Proc 9th Intl Symp. on Appl. of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 1998.
- [42] Y. S. Kao and D. B. R. Kenning. Thermo capillary flow near a hemispherical bubble on a heated wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 53:715 – 735, 1972.
- [43] M. Kassemi and N. Rashidnia. Thermocapillary and natural convective flows generated by a bubble in 1-g and low-g environments. In *Technical Paper AIAA*, volume 96, page 734, 1996.
- [44] M. Kassemi and N. Rashidnia. Oscillatory and steady thermocapillary and natural convective flows generated by a bubble: Numerical-experimental comparisons. In *In Proc. Joint 10th Europ. and Russ Symp. Phys. Sci. in Microgravity*, 1997.
- [45] M. Kassemi, N. Rashidnia, and C. Mercer. Numerical and experimental visualization of oscillatory temperature and velocity fields generated by a bubble. In *In Proc. 8th Int. Symp. in Flow Visualization*, volume 1, page 284, 1998.
- [46] J. Kim. Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(12):1067 – 1076, 2009.
- [47] N.J. Lawson and J. Wu. Three-dimensional particle image velocimetry: error analysis of stereoscopic techniques. *Measure Science and Technology*, 8:1455 – 1464, 1997.
- [48] E.N. Leith and J. Upatnieks. Wavefront reconstruction with continuous-tone objects. *J. Opt. Soc. Am.*, 53(12):1377 – 1381, Dec 1963.
- [49] J.F. Lu and X.F. Peng. Bubble oscillation on thin wire during subcooled boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(17 - 18):4461 – 4469, 2008.
- [50] R. Malfara. *Contribution au développement de la technique de Vélocimétrie Volumique Polychromatique - Application À l'analyse des écoulements 3D instationnaires en hydrodynamique*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2006.

- [51] R. Marek and J. Straub. The origin of thermocapillary convection in subcooled nucleate pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(3):619–632, February 2001.
- [52] J. L. McGrew, F. L. Bamford, and T. R. Rehm. Marangoni flow: An additional mechanism in boiling heat transfer. *Science*, 153:1106 –1107, 1966.
- [53] A Melling. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1406, 1997.
- [54] S. Moghaddam and K. Kiger. Physical mechanisms of heat transfer during single bubble nucleate boiling of fc-72 under saturation conditions-1. Experimental investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52:1284 – 1294, 2009.
- [55] S. Moghaddam and K. Kiger. Physical mechanisms of heat transfer during single bubble nucleate boiling of fc-72 under saturation conditions. 2: Theoretical analysis. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52:1295 – 1303, 2009.
- [56] H. Moon and C. J. Kim. *Chapter 5 Electrowetting: Thermodynamic Foundation and Application to Microdevices, Microfluidic Technologies for Miniaturized Analysis Systems*. Springer US, 2007.
- [57] S. Nukiyama. The maximum and minimum values of heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *International Journal Heat Mass Transfer*, 9:1419 – 1433, 1966.
- [58] S. M. O’Shaughnessy and A. J. Robinson. Numerical investigation of bubble induced marangoni convection: Some aspects of bubble geometry. *Microgravity Science Technology*, 20(3-4):319 – 325, 2008.
- [59] X. F. Peng, H. Y. Hu, and J. M. Ochterbeck. Interface shape and marangoni effect around a bubble within the thermal boundary layer. *Journal of Thermal Science*, 7:54 – 60, 1998.
- [60] X.F Peng, Y.J Huang, and D.J Lee. Transport phenomenon of a vapour bubble attached to a downward surface. *International Journal of Thermal Sciences*, 40(9):797 – 803, October 2001.
- [61] Sanja Petrovic, Tony Robinson, and Ross L. Judd. Marangoni heat transfer in subcooled nucleate pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(23):5115 – 5128, 2004.
- [62] C. J. Pickering and N. A. Halliwell. Speckle photography in fluid flows- signal recovery with two-step processing. *Applied optics*, 23:1128 – 1129, 1984.

- [63] A. Pocheau. *Structures spatiales et turbulence de phase en convection de Rayleigh-Bénard*. PhD thesis, Université Paris 6, 1987.
- [64] J.P. Prenel and R. Porcar. Wavelength coding laser tomography for flow visualizations. *Optics Communications*, 91:29 – 33, 1992.
- [65] J.P. Prenel, R. Porcar, and A. Rhassouli. Three-dimensional flow analysis by means of sequential and volumic laser sheet illumination. *Experiences in Fluids*, 7:133 – 137, 1989.
- [66] D. Raake, J. Siekmann, and C. Chun. Temperature and velocity fields due to surface tension driven flow. *Experiments in Fluids*, 7:164–172, 1989. 10.1007/BF02332981.
- [67] R. Raj and J. Kim. Thermocapillary convection during subcooled boiling in reduced gravity environments. *Interdisciplinary Transport Phenomena: Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 1161:173 – 181, 2009.
- [68] Nasser Rashidnia. Bubble dynamics on a heated surface. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 11:477–480, 1997.
- [69] C. Reynard, M. Barthès, R. Santini, and L. Tadrist. Experimental study of the onset of the 3d oscillatory thermocapillary convection around a single air or vapor bubble: Influence on heat transfer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29(7):783 – 793, 2005.
- [70] C. Reynard-Carette. *Etude expérimentale de la convection thermocapillaire autour d'une bulle par méthodes optiques et thermiques. Influence de la gravité sur les régimes d'écoulement et les transferts de chaleur*. PhD thesis, IUSTI Université de Provence, 2001.
- [71] W. M. Rohsenow. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. *Trans. ASME*, 84:969, 1962.
- [72] B. Ruck. Colour-coded tomography in fluid mechanics. *Optics & Laser Technology*, 43:375 – 380, 2011.
- [73] J.P. Schon, R. Porcar, M. Stanislas, H. Royer, and T. Fournel. Les nouvelles techniques de visualisation quantitative en mécanique des fluides. *Spectra 2000*, 164:21 – 26, 1992.
- [74] L. E. Scriven and C. V. Sternling. The marangoni effects. *Nature*, 187(4733):186–188, July 1960.
- [75] S.K. Sinha. Improving the accuracy and resolution of particle image or laser speckle velocimetry. *Experiences in Fluids*, 6:67 – 68, 1988.
- [76] J. Straub, J. Betz, and R. Marek. Enhancement of heat transfer by thermocapillary convection around bubbles - a numerical study. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 25(5):501–518, May 1994.

- [77] J. Straub and R. Marek. Transient three-dimensional numerical simulation of Marangoni flow in a liquid column under microgravity. *European Space Agency-Publications - ESA SP*, 331:95 – 95, 1992.
- [78] C. L. Sun and V. P. Carey. Marangoni effects on the boiling of 2-propanol/water mixtures in a confined space. *International journal of heat and mass transfer*, 47:5417 – 5426, 2004.
- [79] B.J. Thompson, J.H. Ward, and W.R. Zinky. Application of hologram techniques for particle size analysis. *Applied Optics*, 3:519 – 526, 1967.
- [80] H. Wang, X. F. Peng, D. M. Christopher, W. K. Lin, and C. Pan. Investigation of bubble-top jet flow during subcooled boiling on wires. *International journal of heat and fluid flow*, 26:485 – 494, 2005.
- [81] C. Willert. Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows. *Measure Science and Technology*, 8:1465 – 1479, 1997.
- [82] G. Wozniak. Optical whole-field methods for thermo-convective flow analysis in microgravity. *Measurement Science and Technology*, 10(10):878, 1999.
- [83] K. Wozniak, G. Wozniak, and T. Rösgen. Particle-image-velocimetry applied to thermocapillary convection. *Experiments in Fluids*, 10:12–16, 1990.
- [84] J. F. Zhao, G. Liu, S. X. Wan, and N. Yan. Bubble dynamics in nucleate pool boiling on thin wires in microgravity. *Microgravity Sci. Technol*, 20:81 – 89, 2008.
- [85] D. Zibret. *Développement d'une technique de visualisation et de vélocimétrie volumique polychromatique dédiée aux écoulements tridimensionnels instationnaires. Application en tunnel hydrodynamique*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2003.