



**HAL**  
open science

# Analyse de la dynamique du film liquide dans un caloduc oscillant

Laura Fourgeaud

► **To cite this version:**

Laura Fourgeaud. Analyse de la dynamique du film liquide dans un caloduc oscillant. Physique [physics]. Université Grenoble - Alpes, 2016. Français. NNT : . tel-01409530v1

**HAL Id: tel-01409530**

**<https://theses.hal.science/tel-01409530v1>**

Submitted on 5 Dec 2016 (v1), last revised 20 Apr 2017 (v2)

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE la Communauté UNIVERSITÉ**  
**GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

**Laura Fourgeaud**

Thèse dirigée par **Vadim Nikolayev**  
et codirigée par **Yves Bertin**

préparée au sein de **PSA** et du **CEA/SBT**  
et de l'**École Doctorale de Physique**

# Analyse de la dynamique du film liquide dans un caloduc oscillant

Thèse soutenue publiquement le **20 Septembre 2016**,  
devant le jury composé de :

**M. Bruno Andreotti**

Professeur, Laboratoire PMMH, Président

**M. Yves Bertin**

Professeur, Institut Pprime, Co-Directeur de thèse

**M<sup>me</sup> Catherine Colin**

Professeur, IMFT, Rapporteur

**M. Frédéric Lefèvre**

Professeur, CETHIL, Rapporteur

**M. Vadim Nikolayev**

CEA, Directeur de thèse

**M. Peter Stephan**

Professeur, Technische Universität Darmstadt, Examineur

**M. Pierre Thibault**

Professeur, LIPhy, UGA, Examineur

**M. Fabrice Vidal**

Responsable PSA, Examineur

**M. Jérôme Duplat**

Professeur, CEA-UGA, Invité

**M. Eric Ercolani**

Responsable CEA, Invité





## Remerciements

J'adresse mes premiers remerciements aux membres du jury, qui ont aimablement accepté de juger ce travail.

Je remercie Vadim Nikolayev, directeur de thèse, pour sa disponibilité et ses encouragements, surtout au cours de la troisième année, et encore plus particulièrement au cours des intenses derniers mois.

Je remercie également Éric Ercolani, encadrant, qui a dépensé beaucoup de temps et d'effort pour mener à bien le projet *Oscilit*.

Cette thèse a été financée par Peugeot Citroën Automobiles et accueillie au Service des Basses températures (SBT) du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) de Grenoble. Je remercie ces deux entités en les personnes de Fabrice Vidal, mon responsable côté Peugeot, Alain Girard et Lionel Duband, ancien et actuel chefs du SBT. Je remercie mon co-directeur de thèse, Yves Bertin, ainsi que Vincent Ayel, Cyril Romestant et Nicolas Chauris, qui m'ont accueillie au laboratoire P' à Poitiers. Je remercie sincèrement toutes les personnes qui ont pris part à ce travail et ont permis de le mener à bien, notamment Philippe Gully, Alain Gauthier, Florian Bancel, David Garcia.



Je remercie très spécialement le professeur Jérôme Duplat, ainsi que la Providence qui a guidé mes pas jusqu'à sa porte.

Je remercie également Michèle Moucot pour avoir géré toutes les urgences administratives.

Je n'oublie pas les collègues du SBT, qui ont instauré une très bonne ambiance de travail : Pierre ( $\times 2$ ), Gérard, Julien, Jakub, Arkadiy, les clarinettes François et Violette, la glorieuse équipe du Derby (Bernard, Jean-Marc, Jérôme et François), et tous les autres skieurs, randonneurs, spéléologues que compte le laboratoire : de cette façon, je suis presque certaine de n'oublier personne. Je remercie aussi Pantxo, qui m'a courageusement confié l'enseignement des travaux pratiques de mécanique des fluides à l'IUT Génie Thermique.

J'adresse mon meilleur souvenir à mes anciens collègues de POMA : vous m'avez tant manqué !

Je me permets également un petit salut amical au responsable des ressources humaines de Peugeot, rencontré à l'occasion des entretiens, qui n'avait pas retenu ma candidature en première lecture.

Enfin, je dédie ces trois ans et demi de labeur à ma sœur, mes parents et grands-parents, qui s'efforcent chaque jour de prouver leur attachement aux valeurs fondamentales que sont le travail, l'honnêteté et la simplicité. Je remercie toute ma famille et mes amis pour leurs encouragements, avec une pensée pour Julien, Steven, et Joséphine.

La vérité est rarement douce à entendre ; elle est presque toujours amère. Si l'homme, comme le déclare l'humanisme, n'était né que pour le bonheur, il ne serait pas né non plus pour la mort. Mais corporellement voué à la mort, sa tâche sur cette terre n'en devient que plus spirituelle : non pas un gorgement de quotidienneté, non pas la recherche des meilleurs moyens d'acquisition, puis de joyeuse dépense des biens matériels, mais l'accomplissement d'un dur et permanent devoir, en sorte que tout le chemin de notre vie devienne l'expérience d'une élévation avant tout spirituelle : quitter cette vie en créatures plus hautes que nous n'y étions entrés.

---

Alexandre Soljénitsyne, *Le Déclin du courage*, Harvard, 8 juin 1978

# Table des matières

Liste des figures . . . . .	vii
Liste des tables . . . . .	viii
Nomenclature . . . . .	xiii
<b>1. INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
1.1. Motivations . . . . .	2
1.1.1. Le besoin de refroidissement . . . . .	2
1.1.2. Principe du caloduc . . . . .	3
1.2. Caloducs oscillants . . . . .	3
1.2.1. Fonctionnement . . . . .	3
1.2.2. Paramètres déterminants . . . . .	6
1.2.2.1. Géométrie . . . . .	6
1.2.2.2. Fluide de travail . . . . .	7
1.2.2.3. Conditions opératoires . . . . .	7
1.2.3. Performances . . . . .	9
1.2.4. Enjeux industriels . . . . .	9
1.3. Système monobranche . . . . .	11
1.3.1. Moteur pop-pop : digression récréative . . . . .	11
1.3.2. Description d'un caloduc oscillant monobranche . . . . .	12
1.3.3. Études expérimentales antérieures . . . . .	12
1.3.3.1. État thermodynamique de la vapeur . . . . .	13
1.3.3.2. Impact des chaleurs latente et sensible . . . . .	13
1.3.3.3. Visualisation de l'oscillation . . . . .	15
1.4. Phénomènes liés au mouvement des interfaces . . . . .	15
1.4.1. Écoulement de bulles de Taylor . . . . .	15
1.4.2. Études expérimentales des films . . . . .	17
1.4.3. Évaporation à la ligne triple . . . . .	18
1.5. Modélisations . . . . .	19
1.5.1. Approches 1D . . . . .	19
1.5.2. Approches 2D et 3D . . . . .	21
1.6. Position du problème et objectifs de la thèse . . . . .	21
<b>2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL</b>	<b>24</b>
2.1. Description de l'installation . . . . .	25
2.1.1. Vue d'ensemble . . . . .	25
2.1.2. Réservoir . . . . .	27
2.1.3. Évaporateur et condenseur . . . . .	28

2.2.	Instrumentation thermique . . . . .	29
2.2.1.	Mesure de pression . . . . .	29
2.2.2.	Mesure de température . . . . .	30
2.2.3.	Supervision . . . . .	32
2.3.	Protocole expérimental . . . . .	32
2.3.1.	Phase de purification . . . . .	32
2.3.2.	Démarrage de l'oscillation et recherche d'un point de fonctionnement . . . . .	34
2.3.3.	Oscillations en régime établi . . . . .	37
<b>3.</b>	<b>TECHNIQUES OPTIQUES</b>	<b>39</b>
3.1.	Obtention du profil du film - Déflexion de grille . . . . .	40
3.1.1.	Principe . . . . .	40
3.1.2.	Expression analytique de la déflexion en 2D . . . . .	42
3.1.3.	Prise en compte des effets 3D . . . . .	44
3.1.3.1.	Hypothèse . . . . .	44
3.1.3.2.	Définition des repères . . . . .	45
3.1.3.3.	Calcul de la déflexion pour chaque point . . . . .	45
3.1.4.	Intégration . . . . .	47
3.1.5.	Algorithme de traitement d'image . . . . .	48
3.2.	Mesure de l'épaisseur centrale - Interférométrie . . . . .	52
3.2.1.	Principe . . . . .	52
3.2.2.	Fonctionnement du spectromètre . . . . .	53
3.2.3.	Traitement des signaux . . . . .	55
3.2.4.	Mise en œuvre . . . . .	56
3.3.	Reconstruction 3D complète . . . . .	57
3.3.1.	Calcul de l'épaisseur . . . . .	57
3.3.2.	Mesure de l'angle de contact apparent . . . . .	58
3.4.	Incertitudes de mesure . . . . .	59
3.4.1.	Étalonnage de la mesure de pente . . . . .	59
3.4.2.	Influences de la détection de contour et de l'indice optique . . . . .	60
3.4.3.	Étalonnage de la mesure d'épaisseur . . . . .	62
3.4.4.	Mesure de l'épaisseur en oscillations forcées . . . . .	63
<b>4.</b>	<b>DYNAMIQUE DE L'OSCILLATION</b>	<b>66</b>
4.1.	Équation de mouvement . . . . .	67
4.1.1.	Bilan des forces en volume ouvert . . . . .	67
4.1.2.	Pertes de charge singulières . . . . .	70
4.2.	Introduction de la dissipation visqueuse . . . . .	70
4.2.1.	Équation de Navier-Stokes linéarisée . . . . .	70
4.2.2.	Expression du frottement pour un écoulement de Poiseuille . . . . .	70
4.2.3.	Généralisation à un écoulement oscillant . . . . .	72
4.3.	Pulsation de l'oscillation . . . . .	74
4.3.1.	Introduction de la longueur de masse ajoutée et linéarisation . . . . .	74
4.3.2.	Pulsation propre . . . . .	75

4.4.	Étude de l'influence du changement de phase sur la pulsation . . . . .	76
4.4.1.	Détermination de la pulsation et de l'amortissement . . . . .	78
4.4.2.	Calcul de la pulsation propre pour un mélange vapeur-air . . . . .	79
4.5.	Influence de la dissipation sur l'oscillation amortie . . . . .	82
4.5.1.	Adimensionnement de l'équation (4.57) . . . . .	82
4.5.2.	Cas Poiseuille . . . . .	82
4.5.3.	Résultats et conclusions . . . . .	83
4.6.	Reconstruction de la position du ménisque à partir du signal de pression . . . . .	84
4.6.1.	Algorithme numérique de résolution . . . . .	84
4.6.2.	Comparaison avec l'expérience . . . . .	87
4.6.3.	Évolution de la masse de vapeur . . . . .	88
4.7.	Conclusions . . . . .	89
<b>5.</b>	<b>DYNAMIQUE DU FILM LIQUIDE</b>	<b>91</b>
5.1.	Observations expérimentales – séquence d'apparition et disparition des films . . . . .	92
5.2.	Zone centrale du film . . . . .	95
5.2.1.	Épaisseur de dépôt – Film de Landau-Levich-Derjaguin . . . . .	95
5.2.2.	Pente de la zone centrale . . . . .	98
5.2.3.	Détermination de la température de paroi . . . . .	100
5.3.	Bourrelet et effets de la ligne triple . . . . .	101
5.3.1.	Angle de contact statique . . . . .	102
5.3.2.	Démouillage visqueux isotherme . . . . .	102
5.3.2.1.	Problème multi-échelles . . . . .	103
5.3.2.2.	Région microscopique . . . . .	104
5.3.2.3.	Région intermédiaire . . . . .	105
5.3.2.4.	Région macroscopique . . . . .	105
5.3.3.	Dynamique de la ligne triple en présence d'évaporation . . . . .	106
5.3.3.1.	Région microscopique . . . . .	106
5.3.3.2.	Régions intermédiaire et macroscopique . . . . .	107
5.3.4.	Caractéristiques géométriques et évolution . . . . .	107
5.3.5.	Effet de la gravité sur le bourrelet . . . . .	109
5.3.6.	Forme trapézoïdale . . . . .	111
5.3.7.	Confrontation des résultats expérimentaux à la théorie . . . . .	112
5.3.7.1.	Évolution comparée de l'angle apparent et de l'angle de Voinov . . . . .	112
5.3.7.2.	Influence de la surchauffe de paroi sur l'angle de Voinov . . . . .	113
5.3.7.3.	Relation entre l'angle de contact et la vitesse de la ligne triple . . . . .	113
5.4.	Conclusions . . . . .	115
<b>6.</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>117</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>128</b>
<b>A.</b>	<b>Diagramme des procédés de l'installation</b>	<b>I</b>
<b>B.</b>	<b>Propriétés thermophysiques de l'éthanol</b>	<b>II</b>



---

<b>C. Liens vidéos</b>	<b>IV</b>
C.1. Bateau pop-pop . . . . .	IV
C.2. Régimes d'oscillation . . . . .	IV
<b>D. Détermination de l'indice de la transformation et influence sur la pulsation</b>	<b>VI</b>
D.1. Objectif . . . . .	VI
D.2. Constatations expérimentales . . . . .	VI
D.3. Utilisation des harmoniques fondamentales . . . . .	VII
D.4. Équation de mouvement . . . . .	VIII
D.5. Évaluation de la pulsation . . . . .	IX
<b>E. Programme de traitement d'images</b>	<b>XI</b>
<b>Postface</b>	<b>XIX</b>
<b>Résumé</b>	<b>XXI</b>
<b>Abstract</b>	<b>XXII</b>

# Liste des figures

1.1.	Principes de fonctionnement de caloducs conventionnels. . . . .	4
1.2.	Principe de fonctionnement d'un caloduc oscillant. . . . .	4
1.3.	Exemples de réalisations concrètes de PHP. . . . .	5
1.4.	Cycle thermodynamique d'une bulle, extrait de [46]. . . . .	6
1.5.	Régimes d'écoulement dans un PHP bouclé [67]. . . . .	8
1.6.	Refroidissement d'un IGBT avec un PHP [82]. . . . .	10
1.7.	Bateau pop-pop. . . . .	11
1.8.	Représentation schématique d'un bateau pop-pop. . . . .	12
1.9.	Écoulement en sortie de canal d'un bateau pop-pop [72]. . . . .	12
1.10.	Schéma d'un PHP monobranche. . . . .	13
1.11.	Schéma du PHP monobranche utilisé par Gully <i>et al.</i> [47]. . . . .	14
1.12.	Schéma du PHP monobranche transparent utilisé par Rao <i>et al.</i> [105]. . . . .	16
1.13.	Bulle de Taylor dans un canal capillaire [76]. . . . .	16
1.14.	Ligne de contact dans le capillaire d'un bateau pop-pop [72]. . . . .	16
1.15.	Installation expérimentale de Chauris <i>et al.</i> [26]. . . . .	17
1.16.	Résultats de Rao <i>et al.</i> [106]. . . . .	18
1.17.	Observation de la température sur la ligne triple d'un ménisque s'évaporant [52]. . . . .	19
1.18.	Schéma du modèle monobranche utilisé et simulé par Das <i>et al.</i> [29]. . . . .	20
1.19.	Résultats expérimentaux obtenus par Das <i>et al.</i> [29]. . . . .	21
1.20.	Représentation conceptuelle des films dans une branche de PHP. . . . .	22
2.1.	Installation expérimentale. . . . .	26
2.2.	Réservoir. . . . .	27
2.3.	Détails de l'évaporateur. . . . .	28
2.4.	Dépôt chauffant et amenées de courant. . . . .	29
2.5.	Installation équipée de l'instrumentation. . . . .	31
2.6.	Image infrarouge de l'évaporateur en fonctionnement. . . . .	31
2.7.	Diagramme de phase schématique du mélange binaire éthanol-eau à 1 bar. . . . .	33
2.8.	Amplitude de l'oscillation en fonction de la pression dans le réservoir. . . . .	35
2.9.	Apparition du film en régime chaotique. . . . .	36
2.10.	Apparition du film en régime d'observation. . . . .	36
2.11.	Motifs du signal de pression $P_v$ . . . . .	37
2.12.	Évolution des températures à l'évaporateur. . . . .	38
3.1.	Observations réalisées à partir de techniques de déflectométrie. . . . .	41
3.2.	Mise en œuvre de la technique de mesure par déflexion de grille sur notre expérience. . . . .	42
3.3.	Repérage des différentes zones caractéristiques du film. . . . .	42
3.4.	Chemin du rayon lumineux dans le plan $(\vec{l}, \vec{z})$ orthogonal à la ligne triple. . . . .	43

3.5. Définition des repères d'étude pour chaque zone du bourrelet. . . . .	46
3.6. Représentation géométrique de la déflexion $\Delta l$ . . . . .	46
3.7. Constructions géométriques permettant l'obtention de l'abscisse de $B_i$ sur l'axe $O_i l$ . . . . .	47
3.8. Partie supérieure du bourrelet. . . . .	48
3.9. Images filmées brutes. . . . .	49
3.10. Analyse d'images - phase 1. . . . .	50
3.11. Analyse d'images - phase 2. . . . .	51
3.12. Évolution de l'angle $\alpha$ le long de l'axe $\vec{l}$ . . . . .	52
3.13. Principe de la mesure par interférométrie. . . . .	53
3.14. Fonctionnement interne du spectromètre. . . . .	54
3.15. Spectre d'intensité de la lampe tungstène-halogène et de la lumière blanche diffuse. . . . .	54
3.16. Signal exploitable. . . . .	55
3.17. Signal inexploitable. . . . .	55
3.18. Évolution temporelle de l'épaisseur de film liquide. . . . .	56
3.19. Installation de la sonde de l'interféromètre pour la mesure de l'épaisseur centrale. . . . .	57
3.20. Reconstruction complète du film issu de la photographie de la figure 3.3. . . . .	58
3.21. Cercle osculateur et coupe transversale du film. . . . .	59
3.22. Schéma de l'expérience de validation. . . . .	60
3.23. Photographie de la mise en œuvre du dispositif présenté en figure 3.22. . . . .	60
3.24. Étalonnage au moyen de prismes d'angles $\alpha_p$ connus. . . . .	61
3.25. Influence des seuils de noir/blanc. . . . .	61
3.26. Variations dues au seuil noir/blanc sur la mesure de l'angle $\alpha$ . . . . .	62
3.27. Variations dues à l'indice optique sur la mesure de l'angle $\alpha$ . . . . .	62
3.28. Analyse du signal d'interférences et mesure de l'épaisseur. . . . .	64
3.29. Dispositif pour la mesure d'épaisseurs de dépôt en oscillations forcées. . . . .	64
3.30. Comparaison des épaisseurs de dépôt avec la théorie de Landau-Levich. . . . .	65
4.1. Représentation schématique du système. . . . .	68
4.2. Profil de vitesse laminaire dans le canal. . . . .	71
4.3. Profil de vitesse (hypothétique) en écoulement oscillant. . . . .	72
4.4. Réponse de $P_v$ à une impulsion mécanique, en conditions isothermes. . . . .	77
4.5. Mise en place de l'expérience isotherme avant l'impulsion. . . . .	77
4.6. Oscillations de $P_v$ et $Y_b$ en présence d'air dans la vapeur. . . . .	78
4.7. Oscillations amorties de la pression dans la bulle. . . . .	78
4.8. Détermination de l'amortissement $\Im(\omega)$ . . . . .	79
4.9. Détermination de $\Re(\omega)$ pour chaque essai. . . . .	79
4.10. Détermination du rapport de proportionnalité entre $\delta P/(\bar{P} - P_{sat})$ et $\delta V/\bar{V}$ . . . . .	81
4.11. Variations des parties réelles et imaginaires de $\kappa$ . . . . .	84
4.12. Évolution de la position du ménisque calculée à partir de (4.74). . . . .	87
4.13. Variations de la masse de vapeur au cours de l'oscillation. . . . .	88
4.14. Diagramme de Clapeyron obtenu pour deux oscillations successives. . . . .	89
5.1. Première partie de la séquence. . . . .	93
5.2. Deuxième partie de la séquence. . . . .	94

5.3. Évolution des paramètres $Y$ , $P_v$ , $Y_{lt}$ et $Y_{cc}$ au cours de la séquence. . . . .	95
5.4. Épaisseur de dépôt en fonction du nombre capillaire $Ca$ . . . . .	96
5.5. Dépôt d'un film liquide au passage d'un ménisque dans un canal capillaire. . . . .	96
5.6. Dispersion des mesures d'épaisseur initiale autour de la loi (5.6). . . . .	98
5.7. Diminution temporelle de l'épaisseur $h$ du film. . . . .	98
5.8. Profils d'épaisseur centrale du film liquide à différents instants. . . . .	99
5.9. Évolution de l'épaisseur calculée pour $T_s = 48$ °C avec l'équation (5.11). . . . .	101
5.10. Angle statique d'équilibre. . . . .	102
5.11. Étalement d'une goutte d'éthanol sur une plaque de saphir. . . . .	102
5.12. Représentation schématique d'un film en cours de démouillage. . . . .	103
5.13. Profil de l'interface et ligne triple à différentes échelles d'observation. . . . .	104
5.14. Augmentation du flux d'évaporation au voisinage de la ligne triple. . . . .	107
5.15. Angle apparent calculé numériquement dans [59, 63]. . . . .	108
5.16. Reconstruction complète du film à différents instants de la récession. . . . .	108
5.17. Dynamique de la partie latérale droite du bourrelet. . . . .	109
5.18. Profil spatio-temporel de la portion supérieure du bourrelet. . . . .	110
5.19. Étalement du bourrelet au cours du démouillage. . . . .	110
5.20. Profil trapézoïdal du bourrelet. . . . .	111
5.21. Vitesses de recul des lignes triples latérale et sommitale. . . . .	112
5.22. Variations temporelles de $T_{sat}$ , $U_{lt}$ , $\theta_V$ , $\theta_{app}$ . . . . .	113
5.23. Évolution de $\theta_V$ en fonction de la surchauffe du substrat. . . . .	114
5.24. Comparaison des nombres capillaires $Ca_{lt}$ mesuré et calculé. . . . .	114
6.1. Représentations conceptuelles du film liquide s'évaporant. . . . .	119
B.1. Masse volumique de l'éthanol pur en fonction de la température. . . . .	II
B.2. Viscosité dynamique de l'éthanol pur en fonction de la température. . . . .	III
B.3. Tension de vapeur de l'éthanol pur. . . . .	III
C.1. Lien vidéo : bateaux pop-pop en mouvement. . . . .	IV
C.2. Lien vidéo : oscillation chaotique à vitesse réelle. . . . .	IV
C.3. Lien vidéo : oscillation chaotique au ralenti. . . . .	V
C.4. Lien vidéo : oscillation régulière symétrique. . . . .	V
C.5. Lien vidéo : oscillation régulière dissymétrique. . . . .	V
D.1. Évolutions simultanées de $Y_b$ et $P_v$ . . . . .	VI
D.2. Relation entre $\ln(P_v)$ et $\ln(Y_b)$ . . . . .	VII
D.3. Valeurs absolues de $\tilde{P}_v$ et $\tilde{Y}_b$ . . . . .	VIII
D.4. Superposition de la fondamentale sur le signal réel. . . . .	VIII
D.5. Diagramme de Clapeyron des fondamentales de $P_v^*$ et $Y_b^*$ . . . . .	IX

# Liste des tables

2.1. Incertitudes de mesure des températures et de la pression. . . . .	30
3.1. Écarts-type correspondant aux incertitudes identifiées. . . . .	63
4.1. Comparaison des fréquences propres calculées et mesurées selon la longueur $L_r$ . . . .	81
B.1. Valeurs numériques des constantes utilisées. . . . .	II

# Nomenclature

## *Lettres latines*

$A$	Surface entourant le domaine $\mathcal{D}$
$\mathcal{D}$	Domaine de contrôle
$\mathcal{H}$	Enthalpie [J]
$\mathcal{L}$	Enthalpie de vaporisation [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$A$	Amplitude de l'oscillation [m]
$b$	Coefficient de pertes de charge à l'embouchure du canal dans le réservoir
$C$	Courbure de l'interface libre à proximité du ménisque [ $\text{m}^{-1}$ ]
$C_p$	Capacité thermique massique [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ]
$C_v$	Capacité thermique volumique [ $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ ]
$D$	Diffusivité thermique [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$d$	Distance [m]
$e$	Épaisseur du canal [m]
$f$	Fréquence d'oscillation [Hz]
$h$	Épaisseur du film liquide [ $\mu\text{m}$ ]
$h_0$	Épaisseur de film à l'instant du dépôt [m]
$h_\infty$	Épaisseur du film de Landau-Levich loin du ménisque [m]
$i_1, i_2, i_3$	Angles incidents et/ou réfractés [ $^\circ$ ]
$J$	Densité surfacique de flux de masse évaporée [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$k$	Conductivité thermique [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ]
$L$	Longueur [m]
$l$	Largeur du canal : $l = 22$ mm
$l^*$	Longueur de transition entre film plat et ménisque [m]
$l_c$	Longueur capillaire [m]
$l_g$	Longueur de glissement [m]
$l_i$	Abscisses des points images B selon l'axe $\vec{l}$ [m]
$L_r$	Longueur de liquide dans le réservoir qui participe aux oscillations [m]

---

$l_V$	Longueur de Voinov [m]
$M$	Masse molaire [ $\text{mol} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]
$m$	Masse [kg]
$n$	Indice optique du milieu
$O$	Origine de la base ( $\vec{l}, \vec{z}$ )
$P$	Pression [Pa]
$p$	Périmètre [m]
$Q$	Puissance [W]
$r$	Rayon de courbure macroscopique du bourrelet (rayon du cercle osculateur) [m]
$R_{th}$	Résistance thermique [ $\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ ]
$S$	Section [ $\text{m}^2$ ]
$T$	Température [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$t$	Temps [s]
$T_{sat}$	Température de saturation correspondant à la pression de vapeur $P_v$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$u$	Vitesse du ménisque [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$U_{lt}$	Vitesse de la ligne de contact [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$V$	Volume de la bulle de vapeur [ $\text{m}^3$ ]
$v$	Vitesse du ménisque moyennée sur la section $S$ du tube [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$w$	Largeur du bourrelet [m]
$x, y, z$	Coordonnées cartésiennes [m]
$Y$	Position du ménisque [m]
$Y_0$	Position du ménisque à l'instant $t = t_0$ [m]
A	Point objet de la grille
B	Point image de la grille
C	Projection du point B selon $\vec{y}$ sur le fil non déformé

#### *Lettres grecques*

$\alpha$	Angle entre l'axe dirigé selon $\vec{x}$ et la tangente au bourrelet au point considéré [ $^{\circ}$ ]
$\alpha_p$	Angle des prismes en coin utilisés pour l'étalonnage [ $^{\circ}$ ]
$\beta$	Angle des fils de la grille par rapport à $\vec{x}$ [ $^{\circ}$ ]
$\Delta\varphi$	Déphasage [rad]
$\Delta l$	Déplacement engendré par le bourrelet selon l'axe $\vec{l}$ , $\Delta l = l_A - l_B$ [m]

---

$\Delta P$	Différence de pression : $\Delta P = P_r - P_v$ [Pa]
$\Delta T$	Différence de température entre la surface et la vapeur à saturation : $\Delta T = T_s - T_{sat}$ [°C]
$\Delta y$	Composante verticale de $\Delta l$ dans le repère $xO_i y$ , $\Delta y = y_B - y_C$ [m]
$\delta$	Différence de marche [m]
$\epsilon$	Critère de convergence [m]
$\gamma$	Coefficient adiabatique
$\kappa$	Pulsation adimensionnée [Hz]
$\Lambda$	Longueur d'onde [m]
$\lambda$	Variable définie comme $\sqrt{\frac{i\omega}{\mu}}$
$\mu$	Viscosité dynamique [Pa · s]
$\nu$	Viscosité cinématique [m <sup>2</sup> · s <sup>-1</sup> ]
$\omega$	Pulsation de l'oscillation [Hz]
$\omega_0$	Pulsation propre de l'oscillation [Hz]
$\phi$	Angle de la ligne triple avec $\vec{x}$ [°]
$\rho$	Masse volumique [kg · m <sup>-3</sup> ]
$\Sigma$	Incertitude globale à 95 %
$\sigma$	Tension de surface [N · m <sup>-1</sup> ]
$\tau$	Taux de cisaillement [Pa]
$\theta_m$	Angle microscopique [°]
$\theta_V$	Angle de Voinov [°]
$\theta_Y$	Angle de contact statique de mouillage (angle de Young) [°]
$\theta_{app}$	Angle de contact [°]
$\varphi$	Déphasage [rad]
$\varsigma$	Écart-type

*Indices*

<i>a</i>	Adiabatique
<i>air</i>	Air
<i>app</i>	Apparent
<i>atm</i>	Atmosphère
<i>c</i>	Cellule, condenseur
<i>cap</i>	Capillaire



<i>cc</i>	Choc capillaire
<i>crit</i>	Critique
<i>d</i>	Droit
<i>e</i>	Évaporateur
<i>eq</i>	Équilibre
<i>g</i>	Gauche
<i>hydro</i>	Hydrostatique
<i>i</i>	Indice : $i = 1 \dots N$
<i>int</i>	Interface
<i>iso</i>	Isotherme
<i>j</i>	Indice : $j = g, d$
<i>l</i>	Liquide
<i>lat</i>	Latéral
<i>lt</i>	Ligne triple
<i>m</i>	Microscopique
<i>max</i>	Maximum
<i>mes</i>	Mesuré
<i>osc</i>	Oscillant
<i>osr</i>	Osculateur
<i>p</i>	Prisme
<i>Poi</i>	Poiseuille
<i>r</i>	Réservoir
<i>s</i>	Saphir
<i>sat</i>	Saturation
<i>sup</i>	Supérieur
<i>tot</i>	Total
<i>V</i>	Voinov
<i>v</i>	Vapeur
<i>vesp</i>	Vespe <sup>®</sup>
<i>vis</i>	Visible
<i>visc</i>	Visqueux

$Y$  Young

*Vecteurs*

$\vec{e}$  Vecteur directeur d'un axe

$\vec{l}$  Vecteur directeur de la direction orthogonale à la ligne triple

$\vec{n}$  Vecteur normal à une surface

$\vec{u}$  Vecteur vitesse de l'écoulement dans le canal [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]

*Nombres adimensionnels*

$Ca$  Nombre capillaire

$Re$  Nombre de Reynolds

*Constantes*

$e$  Nombre d'Euler :  $e = 2,71$

$g$  Accélération de la pesanteur :  $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$

$i$  Nombre imaginaire, tel que  $i^2 = -1$

$R$  Constante universelle des gaz parfaits :  $R = 8,31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$



# Chapitre 1.

## INTRODUCTION

### Sommaire

---

<b>1.1. Motivations</b> . . . . .	<b>2</b>
1.1.1. Le besoin de refroidissement . . . . .	2
1.1.2. Principe du caloduc . . . . .	3
<b>1.2. Caloducs oscillants</b> . . . . .	<b>3</b>
1.2.1. Fonctionnement . . . . .	3
1.2.2. Paramètres déterminants . . . . .	6
1.2.2.1. Géométrie . . . . .	6
1.2.2.2. Fluide de travail . . . . .	7
1.2.2.3. Conditions opératoires . . . . .	7
1.2.3. Performances . . . . .	9
1.2.4. Enjeux industriels . . . . .	9
<b>1.3. Système monobranche</b> . . . . .	<b>11</b>
1.3.1. Moteur pop-pop : digression récréative . . . . .	11
1.3.2. Description d'un caloduc oscillant monobranche . . . . .	12
1.3.3. Études expérimentales antérieures . . . . .	12
1.3.3.1. État thermodynamique de la vapeur . . . . .	13
1.3.3.2. Impact des chaleurs latente et sensible . . . . .	13
1.3.3.3. Visualisation de l'oscillation . . . . .	15
<b>1.4. Phénomènes liés au mouvement des interfaces</b> . . . . .	<b>15</b>
1.4.1. Écoulement de bulles de Taylor . . . . .	15
1.4.2. Études expérimentales des films . . . . .	17
1.4.3. Évaporation à la ligne triple . . . . .	18
<b>1.5. Modélisations</b> . . . . .	<b>19</b>
1.5.1. Approches 1D . . . . .	19
1.5.2. Approches 2D et 3D . . . . .	21
<b>1.6. Position du problème et objectifs de la thèse</b> . . . . .	<b>21</b>

---

La présente thèse s'inscrit dans un projet impliquant plusieurs laboratoires et des partenaires industriels, dont Peugeot-Citroën, réunis dans le but de permettre l'industrialisation d'un type de caloduc encore mal connu. Ce caloduc, dit « oscillant », est pressenti pour assurer l'avenir du refroidissement des composants électroniques, dans des secteurs allant de l'informatique aux groupes motopropulseurs. Le caloduc oscillant, convoité et prometteur pour l'industrie, est également un objet fascinant d'un point de vue scientifique. Les phénomènes physiques qui régissent son fonctionnement sont divers et variés, et laissent le champ libre à une grande variété d'approches expérimentales et théoriques. Dans cette première partie, nous nous attachons à décrire le caloduc oscillant et son fonctionnement global, et à expliquer pour quelles raisons il est prometteur pour l'industrie. Enfin, nous présentons dans quelles mesures notre étude est un jalon fondamental à sa future utilisation.

## 1.1. Motivations

### 1.1.1. Le besoin de refroidissement

Le contexte global dans lequel s'inscrivent ces travaux est celui de l'augmentation des densités de puissances dans diverses branches de l'industrie. Les techniques de refroidissement traditionnelles sont en limite de capacité face aux densités de flux à évacuer dans des domaines aussi divers que l'électronique, le spatial, et l'automobile.

En électronique, pour assurer un fonctionnement optimal aux composants, la régulation en température est indispensable. Cependant, les techniques de refroidissement traditionnelles ne sont plus suffisantes : la taille des semi-conducteurs a fortement diminuée en même temps que leur puissance a explosé, ce qui engendre des densités de flux importantes à évacuer. L'évacuation de ces flux thermiques est actuellement la principale limite à leur développement. Dans ses travaux, Azar [12] dresse un état des lieux de l'augmentation des puissances à évacuer sur les processeurs, qui passent de moins de 1 W dans les années 80 à quasiment 50 W à l'aube de l'an 2000. Depuis, la miniaturisation et l'avènement de la nanoélectronique a réhaussé le défi : l'amélioration de la vitesse de commutation des transistors a conduit à des points chauds sur les microprocesseurs, où les densités de flux à évacuer peuvent atteindre localement  $1 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$  [13]. Les techniques de refroidissement par simple circulation d'air avec des ventilateurs ne sont donc plus adaptées. Dans sa thèse publiée en 2004 [67], Khandekar liste les méthodes connues et envisagées de refroidissement de l'électronique, en fonction de leurs performances en terme de coefficient de transfert thermique. Les dispositifs à une seule phase (circulations naturelle ou forcée de fluide) sont supplantés par les technologies utilisant les échanges thermiques diphasiques, plus efficaces, parmi lesquels on compte les caloducs.

À l'image du secteur de l'électronique, une grande partie de l'industrie est face à ce problème. Dans l'automobile, les nouveaux moteurs hybrides sont soumis à des régimes de fonctionnement essentiellement transitoires. Les phases de démarrage, accélération, freinage, occasionnent des variations et pics de puissance, et des flux importants à évacuer. Les industriels se tournent à présent vers des solutions plus innovantes et plus performantes, telles que les caloducs. La première caractéristique recherchée, quel que soit le champ d'application, est avant tout une capacité de transfert au moins de l'ordre de  $300 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , couplée à une taille la plus restreinte possible, une bonne fiabilité (absence de pièce mécanique en mouvement, absence de fuites...), et la simplicité de fonctionnement

et de fabrication (qui assure un coût raisonnable).

### 1.1.2. Principe du caloduc

Le caloduc est un lien thermique destiné à transférer la chaleur d'un point A à un point B. Plus précisément, il s'agit d'un système de transfert thermique diphasique, c'est-à-dire faisant intervenir les effets du changement de phase dans son fonctionnement.

En pratique, il s'agit d'un tube rempli de fluide, qui relie un point chaud appelé « évaporateur » à une source froide appelée « condenseur », comme le montre la figure 1.1. Entre les deux, la longueur de tube est nommée « section adiabatique ». Côté évaporateur, l'application d'une puissance réchauffe et vaporise le fluide. La légère différence de pression qui existe entre l'évaporateur et le condenseur permet à la vapeur de se déplacer jusqu'au point froid. Elle y est refroidie et condensée. Le retour de la phase liquide vers l'évaporateur s'effectue de différentes manières, selon le type de caloduc. Par exemple, pour un thermosiphon (figure 1.1(a)), le tube est placé verticalement, condenseur au-dessus de l'évaporateur. C'est donc simplement la gravité qui assure le retour du liquide, plus lourd, vers le bas. Dans le cas des boucles fluides à pompage capillaire (figure 1.1(b)), l'ajout d'un matériau poreux permet au liquide de retourner à l'évaporateur, par capillarité. Dans ce cas, la gravité n'est pas nécessaire. Il est donc préféré pour les applications spatiales. Pour les deux types de caloducs évoqués, l'énergie est transférée par chaleur latente, et la circulation du fluide est réalisée de manière passive, c'est-à-dire sans pompe ni pièce mécanique en mouvement. Le tube contenant le fluide est généralement en métal, parfois en verre pour les besoins d'expériences scientifiques. Le fluide est choisi en fonction de la plage de température dans laquelle va fonctionner le caloduc. Le matériau poreux, utilisé pour les boucles à pompage capillaire, est en poudre métallique (nickel, cuivre...) ou en matières plastiques. Les longueurs séparant évaporateur et condenseur vont de quelques centimètres à plusieurs dizaines de mètres, et le diamètre des tubes s'échelonne d'un millimètre à quelques centimètres, selon l'application.

## 1.2. Caloducs oscillants

### 1.2.1. Fonctionnement

Le caloduc oscillant, ou *Pulsating Heat Pipe* (PHP), fait partie de la famille des caloducs. À ce titre, il relie un évaporateur et un condenseur en traversant la section adiabatique, tels que présentés sur la figure 1.2. Le tube du caloduc oscillant est un capillaire lisse. Son diamètre est inférieur à la longueur capillaire du fluide qu'il contient. Le fluide est présent sous forme diphasique ; il est divisé en une succession de bouchons de liquide et de bulles de vapeur (figure 1.2). La distribution des bouchons et bulles est assurée par la dimension capillaire du canal.

Le fluide caloporteur est pur. La pression à l'intérieur des bulles de vapeur fluctue en raison des changements de température selon la zone où elles se trouvent. En partie chaude, l'évaporation du liquide provoque une augmentation de la masse de vapeur et de la pression dans la bulle. En partie froide, c'est l'inverse : la condensation abaisse la pression dans la bulle. Les pressions qui règnent au sein des différentes bulles sont donc en permanence déséquilibrées. Il s'ensuit un mouvement oscillatoire relativement anarchique des bulles les unes par rapport aux autres, à des fréquences de

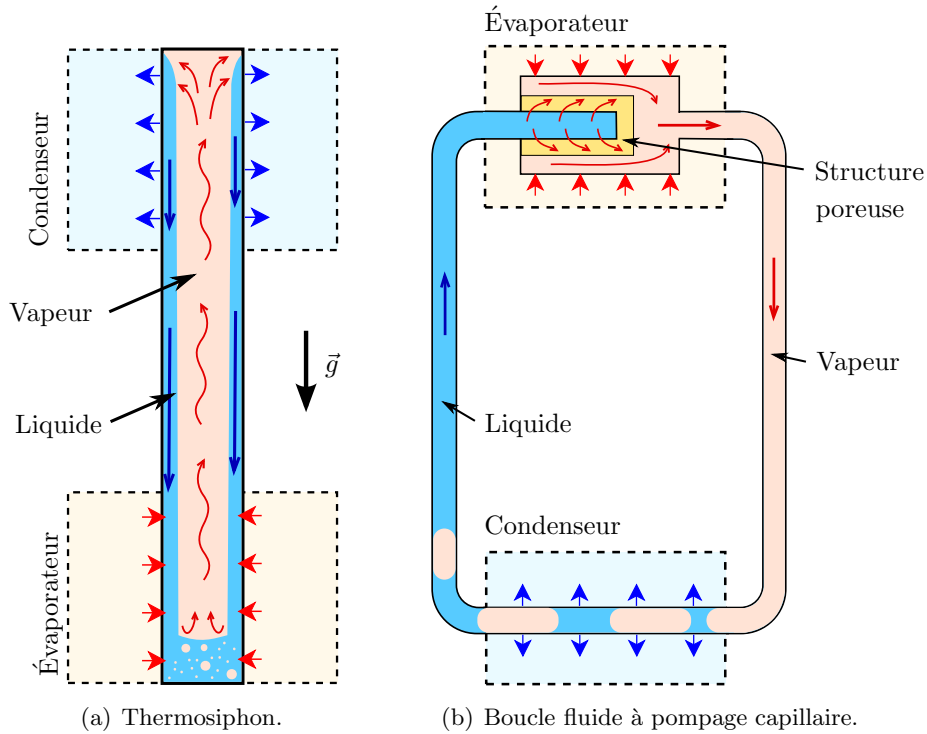


FIGURE 1.1. – Principes de fonctionnement de caloducs conventionnels.

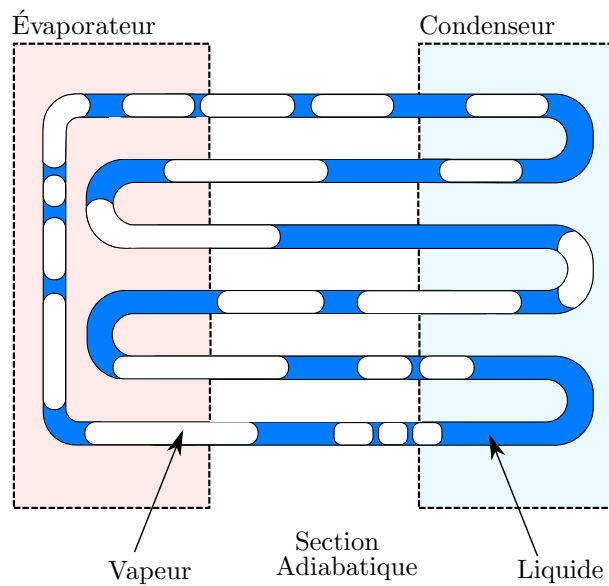


FIGURE 1.2. – Principe de fonctionnement d'un caloduc oscillant.

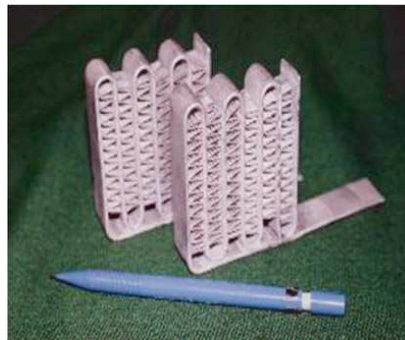
1 à 10 Hz. La chaleur latente est le moteur de l'oscillation, en permettant le déplacement des bulles du chaud vers le froid et inversement. L'échange par chaleur latente participe au transfert de chaleur mais, contrairement aux autres types de caloducs évoqués au paragraphe précédent, c'est l'échange par chaleur sensible au sein des bouchons de liquide qui en est le vecteur majoritaire [45, 66]. L'oscillation se déroule de manière passive, c'est-à-dire sans entraînement forcé du liquide (absence de pompe, de circulateur, ou de toute autre élément moteur), à la manière des autres caloducs. Le caloduc oscillant se distingue des boucles à pompage capillaire par l'absence de structure poreuse. Un paradoxe gouverne son fonctionnement : pour que le caloduc oscillant échange la chaleur, il doit se trouver en permanence dans un état non-stationnaire, dans lequel les bouchons et bulles sont sans

cesse en mouvement les uns par rapport aux autres.

Si la conception du caloduc oscillant est traditionnellement attribuée à Akachi [2, 3, 4], il faut cependant noter qu'un brevet antérieur (déposé en 1975 par G. Smyrnov et G. Savchenkov) jette les premières idées du principe de fonctionnement pour une seule branche. Bien que les brevets initiaux datent des années 90, l'intérêt pour les PHP n'a véritablement émergé qu'une dizaine d'années plus tard, avec le besoin grandissant de refroidisseurs performants pour l'électronique [112, 113]. La figure 1.3 montre des réalisations concrètes de PHP. Différentes adaptations ont été conçues par Akachi *et al.* pour *TS-Heatronics LTD*, dans le but d'assurer le refroidissement de composants d'électronique de puissance (figure 1.3(a)) et d'électronique pour l'informatique (figure 1.3(b)). Les combinaisons de matériaux et fluides utilisées sont inox/azote, cuivre/eau, cuivre/méthanol, cuivre/R-113, cuivre/R-142b, et aluminium/R-142. La figure 1.3(c) présente un PHP plat : les allers-retours du tube capillaire sont creusés sur la plaque de cuivre, qui est ensuite recouverte d'une plaque de PVC transparente, et remplie de R-142b. La partie chaude est située en haut de l'image, où sont majoritairement présentes les bulles de vapeur (qui apparaissent en blanc) ; la partie froide est en bas, on y retrouve les bouchons de liquide (en noir).



(a) PHP pour le refroidissement d'électronique de puissance, proposé par Akachi et Polasek [5].



(b) PHP pour le refroidissement d'électronique informatique, [5].



(c) PHP plat, extrait de [85]. Les bouchons de liquide apparaissent en noir.

FIGURE 1.3. – Exemples de réalisations concrètes de PHP.

Le cycle thermodynamique subit par une bulle est décrite par Groll et Khandekar [46, 68] sur la base d'un diagramme pression-enthalpie (figure 1.4). Les températures au condenseur ( $T_c$ ) et à l'évaporateur ( $T_e$ ) sont contrôlées. L'échange de chaleur avec la paroi n'est pas prise en compte. Au point A, la bulle se trouve à l'entrée de l'évaporateur. La transformation de la bulle dans l'évaporateur, correspondant au trait pointillé de A vers B, est un processus assez complexe, comprenant à la fois le chauffage et la mise sous pression de la bulle. Groll et Khandekar le traduisent par un apport de chaleur à pression constante combiné à une augmentation isentropique de la pression. Du point B au point D, la bulle traverse la section adiabatique. L'expansion de la bulle est simplement interprétée comme une détente isenthalpique. De D à E, la bulle fait un aller-retour dans le condenseur. De même que pour l'évaporateur, la transformation est complexe, mais Groll et Khandekar proposent de la simplifier en une condensation à pression constante combinée à un travail isentropique négatif. Le retour au point A s'effectue par une diminution isenthalpique de pression dans la section adiabatique.



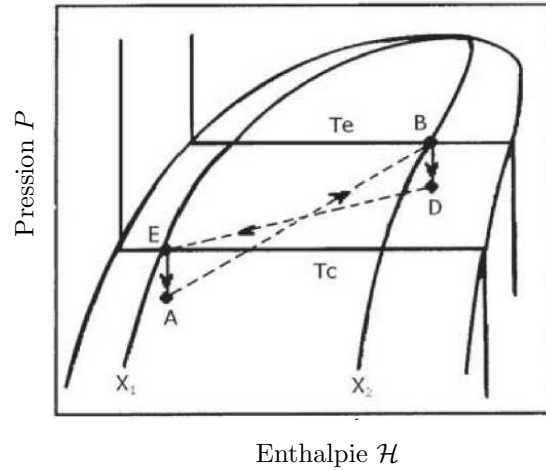


FIGURE 1.4. – Cycle thermodynamique d'une bulle, extrait de [46].

## 1.2.2. Paramètres déterminants

À l'issue de nombreuses études paramétriques, il apparaît que les performances des caloducs oscillants dépendent principalement de trois groupes de paramètres :

- la géométrie (diamètre du capillaire, nombre de tours, longueur, bouclage ou non du capillaire sur lui-même...),
- les caractéristiques thermophysiques du fluide utilisé,
- les conditions opératoires (inclinaison, gravité, puissance injectée, taux de remplissage...).

### 1.2.2.1. Géométrie

En ce qui concerne le diamètre du tube, la littérature propose unanimement un diamètre critique,

$$D_{crit} = 2\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}, \quad (1.1)$$

où  $\sigma$  est la tension de surface du fluide de travail,  $g$  est l'accélération de la pesanteur, et  $\rho_l$  et  $\rho_v$  sont respectivement la masse volumique des phases liquide et vapeur. Lorsque le diamètre du tube est inférieur à ce critère, la capillarité compense suffisamment les forces de gravité pour que les interfaces liquide-vapeur soient bien formées dans n'importe quelle inclinaison du dispositif. Le mouvement du fluide dans la conduite prend alors la forme d'un écoulement en bouchons (« *slug flow* »). Pour un diamètre supérieur à  $D_{crit}$ , les phases risquent de se stratifier, et l'oscillation n'est plus possible. Le fonctionnement du caloduc est alors totalement différent, et il apparaît un écoulement annulaire. Dans ce cas, il ne s'agit plus vraiment des phénomènes du caloduc oscillant auxquels on souhaite s'intéresser. À l'inverse, un diamètre trop inférieur au diamètre critique engendre d'importants frottements visqueux. Les performances s'en trouvent donc amoindries [67]. L'optimum, pour le choix du diamètre, se trouve donc légèrement inférieur au diamètre critique.

Il existe deux configurations distinctes de caloduc oscillant. La boucle capillaire peut être refermée sur elle-même (comme sur la figure 1.2) ou ouverte, et dans ce cas les deux extrémités sont borgnes. On parle alors de caloduc oscillant à boucle ouverte (*Open Loop Pulsating Heat Pipe - OLPHP*)

ou fermée (*Closed Loop Pulsating Heat Pipe - CLPHP*). Les études conduites jusqu'à aujourd'hui ne donnent pas clairement l'avantage à l'une ou l'autre des configurations. On note toutefois que la configuration bouclée permet l'apparition d'une circulation globale de liquide, en plus des oscillations locales des interfaces liquide-vapeur.

Augmenter le nombre de tours est synonyme d'augmentation du nombre d'interfaces liquide-vapeur, source d'instabilités dans le système. Bien que le nombre de boucles n'influe pas vraiment sur la puissance transférée, en dessous d'un nombre de tours critique un arrêt inopiné peut être occasionné par le manque d'instabilités [69].

### 1.2.2.2. Fluide de travail

Le fluide idéal posséderait une viscosité faible, de manière à diminuer les pertes par frottements visqueux et donc faciliter le déplacement des bulles. De plus, la variation de la pression de saturation par rapport à la température (c'est-à-dire la dérivée de la courbe de saturation,  $\frac{dP}{dT}$ ) doit être la plus grande possible, pour favoriser les échanges par évaporation-condensation, et ainsi favoriser les oscillations des bulles. Comme une grande partie du transfert thermique a lieu sous forme de chaleur sensible, il faut privilégier l'usage de fluides à forte masse volumique et à forte capacité thermique massique. L'influence de la capacité thermique massique du fluide peut aussi être appréciée en regard du matériau constitutif du canal. Le rapport des effusivités thermiques, en particulier, conditionne l'efficacité des transferts entre fluide et paroi, et donc l'intensité de l'évaporation-condensation nécessaire à l'entretien des oscillations [103]. Quant à la chaleur latente, si elle est élevée, elle participe plus activement au transfert thermique. Mais comme sa contribution reste mineure en regard de celle de la chaleur sensible, il vaut mieux choisir une chaleur latente faible, de façon à générer plus facilement de la vapeur, et ainsi des oscillations.

Dans la plupart des cas et l'ensemble des systèmes diphasiques, le fluide utilisé dans les caloducs oscillants est pur. Dans leurs travaux, Qu et Ma [100] notent même que la contamination du fluide par des gaz incondensables est nuisible à la performance thermique du caloduc oscillant.

### 1.2.2.3. Conditions opératoires

Le taux de remplissage correspond au volume de liquide introduit initialement par rapport au volume total du caloduc. Un taux à 0 % correspond à de la conduction pure dans le tube, tandis qu'un taux à 100 % ne permet qu'un transfert par chaleur sensible en conditions de convection naturelle. Lorsque le taux est inférieur à 20 %, il n'y a pas assez de bouchons de liquide, et l'évaporateur s'assèche. Au-dessus de 80 %, il n'y a pas assez de bulles de vapeur, qui sont le principal moteur des oscillations. Les mouvements des bouchons ne sont pas suffisants pour que les performances soient acceptables [68]. En pratique, le taux de remplissage est donc compris entre 30 et 75 %, et le taux optimal se situerait autour de 50 – 60 % [14, 17, 67].

Lorsque le taux de remplissage se trouve entre 20 et 80 %, Khandekar *et al.* [65, 67] observent différents types d'écoulements en fonction de l'intensité de la puissance injectée à l'évaporateur. En dessous d'un seuil minimum de puissance, il y a peu d'évaporation, et donc pas d'oscillations. On

observe seulement des déplacements de petites bulles (figure 1.5(a)), et ce, même si la température à l'évaporateur atteint des valeurs importantes (au-delà de 100 °C pour l'eau ou l'éthanol). Lorsqu'on dépasse ce flux minimum critique, les oscillations apparaissent, et avec elles un écoulement en bouchons (ou « slug flow », figure 1.5(b)-(d)), dont l'amplitude et la stabilité augmentent avec la puissance injectée. On peut voir apparaître une circulation globale des bouchons, en plus de leur mouvement oscillatoire individuel. En augmentant encore la puissance injectée, on arrive parfois à initier une transition (figure 1.5(e)) vers un écoulement de type annulaire (figure 1.5(f)-(h)), pour lequel les performances sont moindres. À ce stade, les oscillations disparaissent, et, si la puissance est encore augmentée, l'assèchement de l'évaporateur survient. Les photographies de la figure 1.5 sont réalisées au niveau de la longueur adiabatique. Il faut noter que, à cet endroit, les effets de l'évaporation sur l'écoulement ne sont pas visibles.

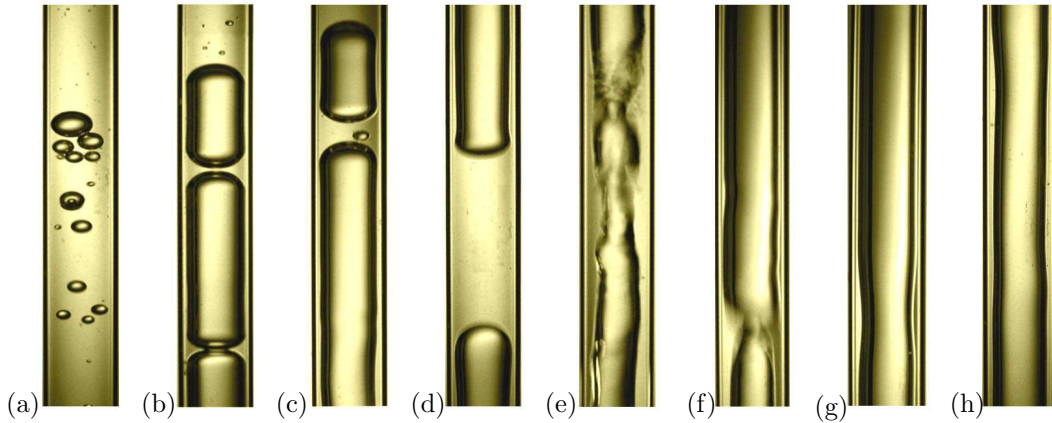


FIGURE 1.5. – Régimes d'écoulement dans la longueur adiabatique d'un PHP bouclé [67].

L'influence de la gravité est d'abord évaluée en changeant l'inclinaison des dispositifs expérimentaux. Parmi les configurations testées, les cas limites sont la position horizontale ( $0^\circ$ ), l'inclinaison verticale favorable ( $90^\circ$ , évaporateur en dessous du condenseur), et verticale défavorable ( $-90^\circ$ , condenseur en dessous de l'évaporateur). En fonctionnement à faible puissance injectée, l'efficacité du caloduc oscillant est meilleure dans la configuration verticale favorable, puisque le retour du liquide dans l'évaporateur est assisté par la gravité [10, 11]. Lorsque les puissances sont plus élevées, les performances sont similaires quelle que soit l'inclinaison. La force de rappel exercée suite à la compression de la vapeur est suffisante pour s'affranchir d'une assistance gravitaire. Il convient de préciser que l'indépendance par rapport à la gravité est également due à la prépondérance des forces de capillarité. Lorsque le diamètre du tube excède le diamètre critique, on observe un effet de la gravité moins négligeable [10]. Un vol parabolique a permis de soumettre le PHP à des conditions de microgravité, d'hypergravité, et de régimes transitoires durant les phases d'accélération et décélération [81]. Le PHP testé, plat, rempli à 50 % de FC-72, a montré un fonctionnement relativement insensible aux différentes valeurs de  $g$  à condition que le dispositif soit placé de manière horizontale [9].

### 1.2.3. Performances

En 2012, un article des Techniques de l'Ingénieur indique que la puissance transférée peut être comprise entre 10 W et 10 kW, selon la configuration [17, 40]. Souvent, les auteurs discutent la puissance maximum injectée, et non la densité de flux transférée, ce qui complique la comparaison entre les articles. On note toutefois une densité de flux record : Maydanik *et al.* [82] proposent un caloduc oscillant à boucle fermée de petite taille soumis à un écoulement d'air produit par un ventilateur comme source froide. Les performances atteignent une évacuation de  $125 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  avec du méthanol comme fluide de travail, pour 17 tours.

Les PHP sont parfois caractérisés par leur résistance thermique globale :

$$R_{th} = \frac{T_e - T_c}{Q} \quad (1.2)$$

Pour chaque PHP, on constate que l'augmentation de la densité de flux appliquée à l'évaporateur réduit la résistance thermique globale, ce qui correspond à une meilleure performance du PHP. Elle est de l'ordre de  $R_{th} \sim 0,1 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$  ou légèrement inférieure. Ayel *et al.* [10, 11] obtiennent  $R_{th} \sim 0,01 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$ , pour un PHP en boucle ouverte, en configuration verticale favorable, réalisé en cuivre et rempli d'eau à 50 %.

Le caloduc oscillant présente également l'avantage de pouvoir délocaliser notamment la source chaude, en ajustant la longueur de la section adiabatique. Un *Extra-Long Pulsating Heat Pipe* [7] comprenant des longueurs de section adiabatique entre 0,7 et 1,8 m a ainsi été réalisé pour transférer la chaleur issue d'un panneau solaire à un ballon d'eau chaude. Lorsqu'il fonctionne en mode pulsé, l'*ELPHP* développe une meilleure efficacité que lorsqu'il fonctionne en thermosiphon. Il est également possible de réaliser une partie adiabatique dans un matériau flexible [37], ce qui facilite le déport. Des PHP comportant plusieurs évaporateurs ont également été imaginés et testés [40].

### 1.2.4. Enjeux industriels

Pour répondre à l'augmentation des densités de flux, évoquées au paragraphe 1.1, l'industrie se tourne vers des solutions novatrices et prometteuses, parmi lesquelles le PHP tient une place de choix. Les motivations à son développement industriel sont proportionnelles à son grand nombre d'avantages. Son efficacité, première de ses qualités, peut mener à plusieurs centaines de Watt par centimètres carrés transférés (cf. paragraphe 1.2.3), ce qui satisfait les besoins de la plupart des corps de métier évoqués. Sa simplicité le rend adaptable à un grand nombre de situations, en plus d'assurer un coût de production maîtrisé. Le système est également miniaturisable, ce qui en fait un candidat potentiel au refroidissement de l'électronique et des composants informatiques. Des solutions au refroidissement d'IGBT<sup>1</sup> (figure 1.6), ou de processeurs [84, 109] ont déjà été proposées et testées avec succès.

Par ailleurs, son aptitude - semble-t-il - à fonctionner indépendamment de l'accélération le rend particulièrement intéressant pour les domaines de l'automobile, de l'aéronautique, et du spatial. Pour l'environnement spatial, où les contraintes sont très sévères, il faut un système de refroidissement

---

1. *Insulated Gate Bipolar Transistor*, ou transistor bipolaire à grille isolée.

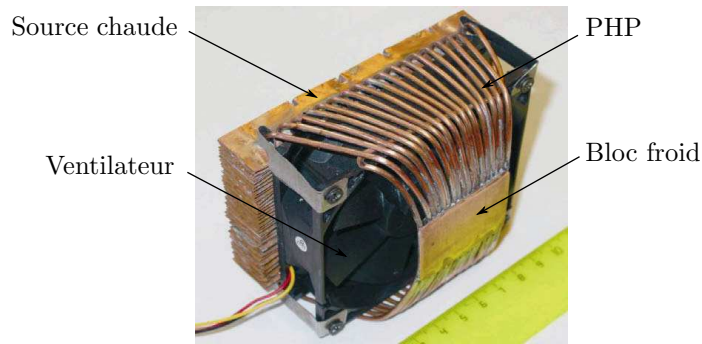


FIGURE 1.6. – Exemple de PHP imaginé pour refroidir une électronique de puissance de type IGBT [82].

qui fonctionne à la fois en présence de gravité (lorsque les satellites sont au sol), et en microgravité. De plus, les cahiers des charges du spatial spécifient généralement une absence de pièce mécanique en mouvement. Le fonctionnement passif et indépendant de la gravité est donc un atout précieux. Par ailleurs, le caloduc oscillant est pressenti comme plus performant que les boucles diphasiques à pompage capillaire, utilisées aujourd’hui pour le refroidissement des composants spatiaux (lorsque la distance séparant sources froide et chaude est faible).

Dans un véhicule automobile, le fonctionnement doit être assuré dans les phases d’accélération-décélération. Mais une difficulté supplémentaire s’applique : la source froide est constituée par l’air. Les conditions au condenseur sont donc susceptibles de varier avec la vitesse du véhicule. Un caloduc oscillant a été placé dans cet environnement, en étant soumis à l’effet de cycles moteur normalisés (simulation de phases de démarrage, accélération, freinage, vitesse de croisière sur autoroute...). Avec une surface d’échange de  $0,5 \text{ m}^2$ , les résultats révèlent la capacité des PHP à maintenir l’électronique de puissance des moteurs (IGBT) en dessous d’une température critique, quelles que soient les conditions de fonctionnement [24].

Malgré tous ces avantages, plusieurs éléments limitent le développement à grande échelle des PHP. Premièrement, son fonctionnement résulte de l’apparition d’instabilités, il est donc difficile à cerner et il n’existe pas, pour le moment, d’outil de dimensionnement du dispositif. Aucun nombre adimensionnel n’est même clairement mis en évidence aujourd’hui pour traduire le rôle des différents phénomènes physiques responsables de son comportement. Deuxièmement, l’arrêt des oscillations, par l’assèchement de l’évaporateur, peut survenir de manière inopinée et inconnue [124]. Les manques dans la compréhension des phénomènes physiques en jeu sont listés dans la revue de Zhang et Faghri [126]. On y trouve notamment le problème d’assèchement de l’évaporateur, mais aussi les rôles respectifs de la chaleur sensible et de la chaleur latente, l’effet dissipatif de la courbure des branches, la recherche d’un taux optimum de remplissage, etc. Côté scientifique, la richesse des phénomènes physiques présents au sein des PHP (dont la plupart restent à étudier) offre un terrain de recherche très vaste : écoulements diphasiques, nucléation et coalescence, oscillations d’interfaces liquide-vapeur, dynamique des films...

## 1.3. Système monobranche

Les phénomènes qui se produisent au sein des caloducs oscillants sont complexes. Pour se consacrer à l'observation d'un phénomène en particulier, l'approche souvent employée consiste à simplifier le système en isolant l'une de ses branches élémentaires. Un tel système est appelé « PHP monobranche ». Il s'agit d'un tube droit reliant l'évaporateur et le condenseur, comprenant une seule bulle de vapeur et un seul bouchon de liquide. Souvent, l'une des extrémités du tube est borgne, et l'autre est connectée à un réservoir de liquide.

### 1.3.1. Moteur pop-pop : digression récréative

Le bateau pop-pop (figure 1.7), nommé parfois pulsoréacteur à vapeur [53], est un jouet qui fonctionne sur le même principe qu'un PHP monobranche. L'idée initiale semble apparaître dans un brevet de 1891 [97] : D.T. Piot espère ainsi améliorer le fonctionnement des générateurs de vapeur.



FIGURE 1.7. – Bateau pop-pop.

La coque est le plus souvent en aluminium, et mesure une quinzaine de centimètres de long. La figure 1.8 présente une vue latérale et une vue de dessus (en transparence). Deux tubes capillaires sont fixés sur la cale (comme représenté sur le cadre a). À l'avant, ils sont connectés à un petit réservoir de liquide (cadre b). À l'arrière, ils dépassent du bateau et trempent dans l'océan. Une bougie allumée est posée sur le capillaire et sous le réservoir. La bougie est protégée par le toit du bateau, qui sert ainsi de chaudière (cadre a). Une fine membrane métallique surplombe la flamme de la bougie. Cette dernière se déforme sous les variations de pression engendrée par la flamme, et c'est ce qui produit le bruit de « pop-pop » si caractéristique. En annexe C, un lien internet conduit à une vidéo du bateau en mouvement (figure C.1).

Pour la mise en route, on remplit d'eau le capillaire, à l'aide d'une pipette, puis on allume la bougie. La partie chaudière joue le rôle de l'évaporateur, le tube celui de la longueur adiabatique et du condenseur. De la vapeur est formée dans le réservoir de fluide sous la chaudière. Lorsque la pression y est trop élevée, les bouchons de liquide sont expulsés. Juste après, de nouveaux bouchons de liquide sont ré-aspirés, et le cycle recommence [72, 79]. Cette oscillation du bouchon de liquide, produite dans chaque branche du bateau, peut s'apparenter à l'oscillation d'un bouchon de liquide dans un caloduc oscillant monobranche. Chaque branche a un comportement identique : les bouchons oscillent en phase, ce qui assure au bateau un déplacement rectiligne. Le bateau reçoit une poussée positive que l'eau entre ou sorte du tube. Cependant, l'écoulement en entrée ou sortie du tube est différent : l'eau est expulsée en jet droit, tandis qu'elle est aspirée en provenance de toutes les directions (figure 1.9). Dans le second cas, la valeur de la poussée est moindre que dans le premier,

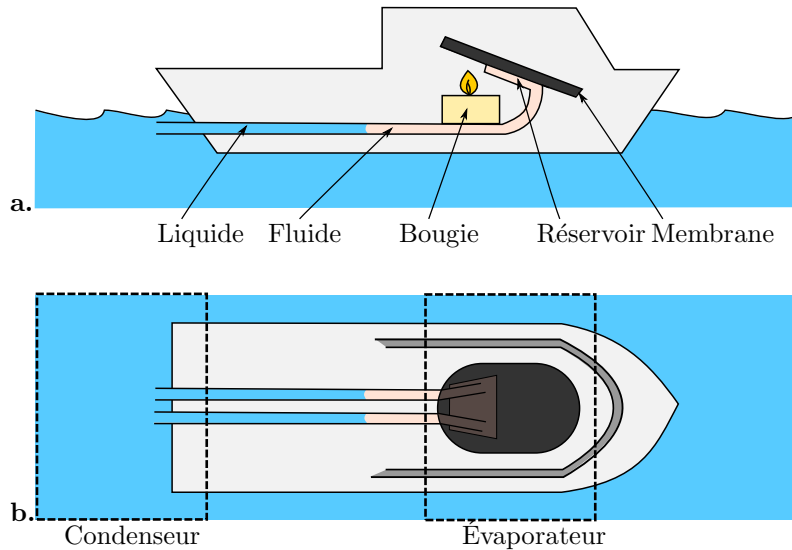


FIGURE 1.8. – Représentation schématique d’un bateau pop-pop : vue latérale (a) et vue de dessus (b).

puisque les pertes de charge à l’embouchure sont plus importantes [72]; le bateau avance donc par à-coups. La vitesse de pointe, mesurée par nos soins sur un petit bateau vendu dans le commerce, est d’environ  $10 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ . Le record du monde se situerait autour de  $0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  [41].

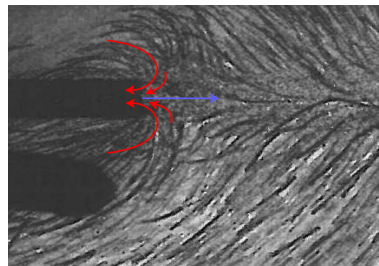


FIGURE 1.9. – Écoulement en sortie de canal visualisé à l’aide de particules de silicone (images espacées de 4 ms concaténées sur 2 s). La flèche bleue repère la direction de l’écoulement lorsque le bouchon est expulsé, et les flèches rouges lorsque de l’eau est aspirée [72].

### 1.3.2. Description d’un caloduc oscillant monobranche

Dans la quasi-totalité des études impliquant un PHP monobranche, le dispositif est composé d’un tube simple, fermé du côté évaporateur et connecté à un réservoir à l’autre extrémité [29]. Le réservoir est généralement maintenu à une pression  $P_r$  constante. La figure 1.10 présente le schéma classique du PHP monobranche. Les longueurs de l’évaporateur, de la section adiabatique et du condenseur sont notées  $L_e$ ,  $L_a$ , et  $L_c$ ; elles varient selon les expériences. La température au condenseur est généralement régulée, et supposée constante et homogène. L’évaporateur, par contre, peut être contrôlé en température, ou en puissance.

### 1.3.3. Études expérimentales antérieures

Cette section présente quelques études réalisées sur des PHP monobranches. Elles illustrent leur utilisation, et le type de problématiques que l’on peut explorer avec l’aide de ces dispositifs. La liste

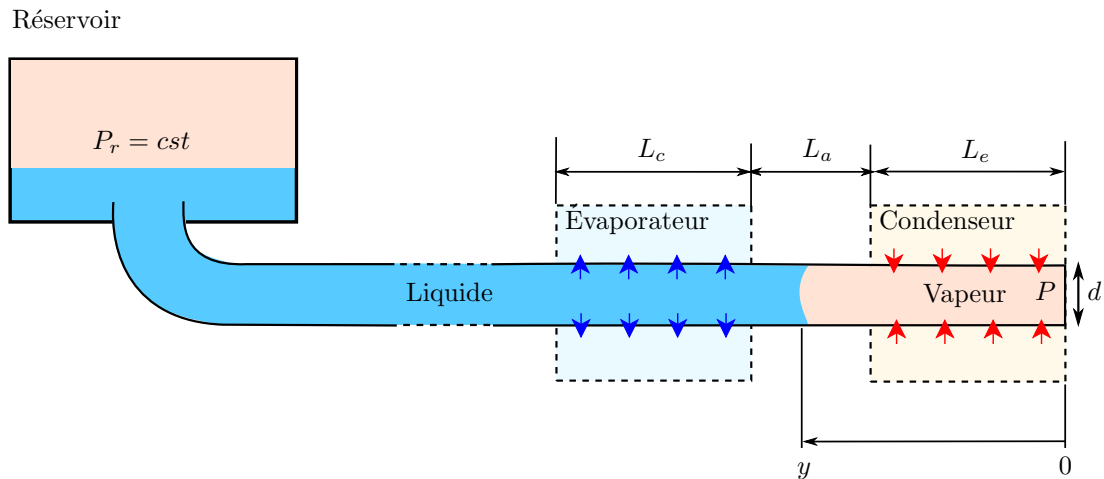


FIGURE 1.10. – Schéma d'un dispositif de PHP monobranche, destiné à l'étude des phénomènes physiques gouvernant le fonctionnement global du PHP.

est évidemment non-exhaustive.

### 1.3.3.1. État thermodynamique de la vapeur

Une première étude de Bonnet, Gully *et al.* [19, 20, 47] sur un PHP monobranche donne accès à l'état thermodynamique de la vapeur. L'expérience est réalisée dans un environnement cryogénique. L'emploi de la cryogénie nécessite une enceinte à vide, métallique, qui empêche la visualisation directe du canal, contrairement aux autres expériences sur PHP monobranche. Le fluide, pur, est de l'oxygène. L'introduction dans la bulle d'un micro-thermocouple avec un faible temps de réponse (30 ms) en regard de la période d'oscillation (1 – 2 Hz) [98] permet de suivre l'évolution de la température de vapeur avec précision. Les vitesses de déplacement des molécules de gaz sont plutôt faibles, et par conséquent, la conduction et la convection sont plutôt mauvaises dans la vapeur. À température ambiante, l'échange radiatif entre la paroi intérieure du tube et le micro-thermocouple serait prépondérant : l'utilisation de la cryogénie permet de s'en affranchir. La mesure délivrée par le micro-thermocouple révèle que la température de vapeur excède la température de saturation. La vapeur est donc surchauffée. Elle agit comme un ressort et sa compressibilité détermine la fréquence des oscillations. Si la vapeur reste à saturation, chaque compression-dilatation de volume de la bulle résulte en une évaporation-condensation.

L'hypothèse de la surchauffe de vapeur avait été avancée par Faghri [125], et ces travaux en apportent la preuve expérimentale. La cryogénie permet également de réaliser des bilans thermiques précis, en supprimant les pertes parasites vers l'extérieur, et par conduction le long des parois du tube. L'intégralité de la puissance de chauffe est transmise au fluide par convection ou changement de phase, puis restituée au condenseur de la même manière. La même expérience a donc permis de vérifier que la majeure partie de la puissance est transférée par chaleur sensible.

### 1.3.3.2. Impact des chaleurs latente et sensible

Dans les autres types de caloducs, par exemple les thermosiphons ou les boucles à pompage capillaire, l'échange par changement de phase est le vecteur de transfert de l'énergie [67]. Dans un



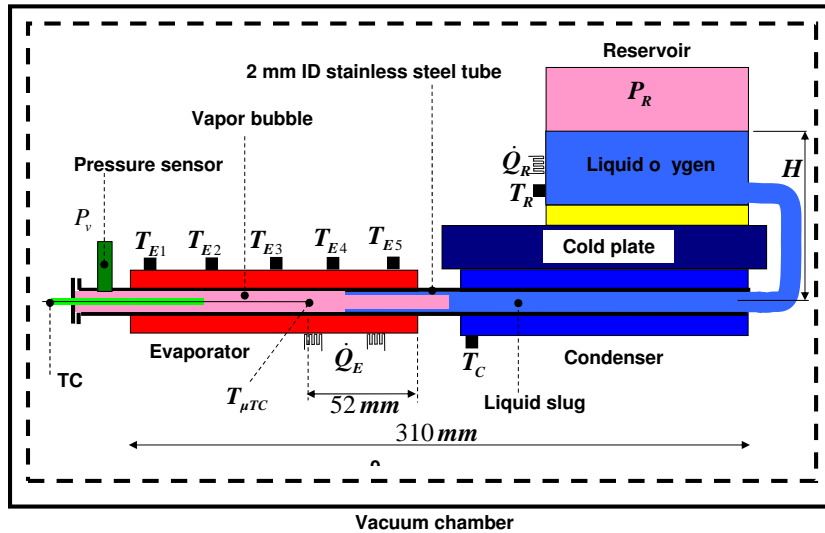


FIGURE 1.11. – Schéma du PHP monobranché utilisé par Gully *et al.* [47]. Le micro-thermocouple ( $\mu TC$ , à gauche sur le schéma) a été utilisé pour mesurer la température de vapeur.

caloduc oscillant, du moins lorsqu'il fonctionne avec un écoulement en bouchons (figure 1.5(b)-(d)), c'est l'échange sensible qui est le mode de transfert majoritaire. Lorsqu'il fonctionne en écoulement annulaire (figure 1.5(f)-(h)), le comportement du dispositif est semblable à celui d'un thermosiphon, et l'échange est effectué par chaleur latente.

Kato *et al.* [66] proposent une expérience intéressante pour discriminer le vecteur du transfert de chaleur. Leur dispositif est un PHP monobranché. Le condenseur est un bain de liquide froid dans lequel débouche le canal. Sur ce type de configuration, les trois facteurs pouvant permettre le transfert de chaleur sont (I) la chaleur latente libérée lors de l'évaporation-condensation, (II) l'échange sensible entre le bouchon et la paroi, et (III) l'échange sensible résultant de l'échange de liquide avec le bain thermostaté. Il faut reconnaître, toutefois, que l'usage d'un bain comme condenseur est rarement employé en pratique. Trois expériences sont réalisées en vue de discriminer le facteur le plus important. Dans la première expérience, le PHP fonctionne normalement, c'est-à-dire qu'une oscillation auto-entretenu du bouchon de liquide est générée thermiquement. Dans ce cas, les trois facteurs sont réunis. Dans la seconde expérience, le tube est complètement rempli de liquide, et le bouchon est mis en mouvement par un système bielle-piston. Les facteurs (II) et (III) sont donc présents, mais le facteur (I) est éliminé. Enfin, dans la troisième expérience, le canal ne débouche pas dans le bain thermostaté, mais le traverse simplement. Le refroidissement au condenseur est alors effectué par une circulation de liquide autour du canal, et non plus par un échange direct de masse. Seul le facteur (II) est ainsi retenu. Les résultats révèlent que la puissance est principalement échangée par la voie (III), et que le transfert par chaleur latente est négligeable.

Néanmoins, la chaleur latente est supposée être à l'origine de l'entretien des oscillations. Son rôle est donc absolument nécessaire au bon fonctionnement du dispositif, et directement lié à la performance.

### 1.3.3.3. Visualisation de l'oscillation

Les travaux expérimentaux de Das *et al.* [29], et plus tard ceux de Rao *et al.* [105] sont aussi basés sur un tel dispositif monobranche. L'installation expérimentale utilisée dans le second cas (figure 1.12) est composée d'un tube capillaire vertical en verre, contenant un bouchon de liquide et une bulle de vapeur. Deux échangeurs, également en verre, sont installés autour du canal de façon à servir d'évaporateur (au-dessus), et de condenseur (en dessous), dans lesquels les températures sont respectivement régulées. Première constatation intéressante : le maintien d'un gradient de température le long du capillaire permet d'assurer une oscillation auto-entretenu du ménisque pendant des heures. Ces oscillations sont semblables à celles qui ont lieu dans les dispositifs multibranches [105]. La transparence du tube capillaire permet le suivi du déplacement du ménisque séparant liquide et vapeur au cours des oscillations. Rao *et al.* remarquent ainsi que l'amplitude des oscillations produites est fonction de la différence de température entre le condenseur et l'évaporateur, et également du niveau de ces températures [103, 104].

Le dispositif permet également la mesure de pression au sein de la vapeur, de manière synchronisée avec la visualisation de position, ce qui apporte de notables résultats concernant les transferts de chaleur et de masse au sein d'un PHP en fonctionnement. Il est constaté, pour des oscillations stables et périodiques, que le maximum de pression de vapeur n'est pas obtenu lorsque le ménisque est en position haute dans l'évaporateur, mais lorsque il se trouve au niveau de la longueur adiabatique, dans le sens descente. Cet effet résulte de la présence d'un film liquide sur les parois du canal, déposé au passage du ménisque. Nous le discuterons plus longuement au paragraphe 1.4.

Recklin *et al.* [107] ont réalisé une expérience quasiment identique, et arrivent à des conclusions semblables et complémentaires. Dans leur cas, le fluide utilisé est du FC-72. De la même manière que dans l'expérience de Rao *et al.*, une différence de température trop importante entre évaporateur et condenseur conduit à des oscillations en deux temps : pour une oscillation sur deux, le ménisque ne parvient pas à remonter dans l'évaporateur. Lorsqu'il y parvient, la descente s'accompagne d'un pic de pression, comme le constatent Rao *et al.* (apparition d'une harmonique de second ordre sur le signal de pression), qui est attribué à l'évaporation du film liquide déposé. Par ailleurs, l'abaissement de la pression dans le réservoir implique une diminution de l'amplitude des oscillations. En effet, abaisser la pression dans le réservoir revient, pour un PHP monobranche, à diminuer la pression moyenne dans la bulle de vapeur, ce qui contribue à diminuer son effet ressort. En dessous d'une pression minimum, les oscillations sont stoppées.

## 1.4. Phénomènes liés au mouvement des interfaces

### 1.4.1. Écoulement de bulles de Taylor

L'écoulement en bouchons, présenté sur la figure 1.5, survient lorsque le PHP est en fonctionnement oscillant. Cet écoulement peut s'apparenter à celui de bulles de Taylor (figure 1.13), dans lequel les bulles sont séparées de la paroi par un film liquide, dont l'épaisseur dépend de la vitesse de déplacement de la bulle. Selon la puissance injectée, le train de bulles peut être continu ou oscillant (voir paragraphe 1.2.2.3). Le coefficient de transfert thermique est bien meilleur (environ 1,2 à 2 fois) que dans celui d'un écoulement simple phase [83]. Il est supposé que les films dans les PHP ont

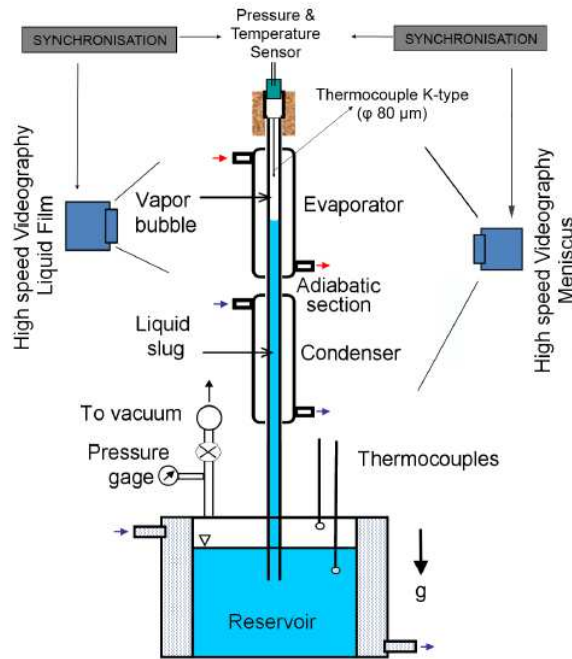


FIGURE 1.12. – Schéma du PHP monobranché transparent utilisé par Rao *et al.* [105].

la même origine que ceux déposés par des bulles de Taylor dans un canal.

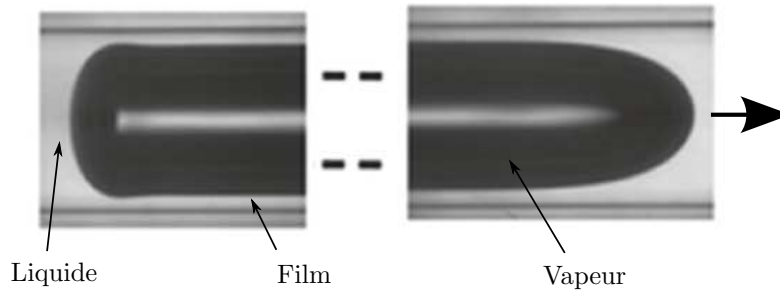
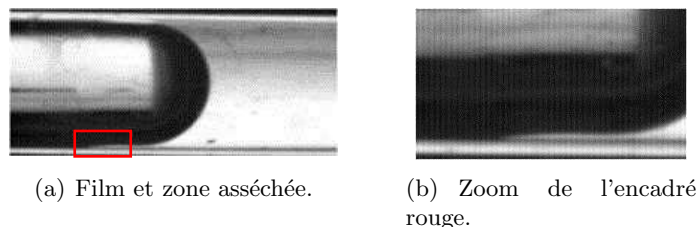


FIGURE 1.13. – Bulle de Taylor dans un canal capillaire [76].

Cependant, dans le cadre des PHP et contrairement aux bulles de Taylor, le film peut être discontinu (figure 1.14(a)). La frontière entre la zone sèche et la zone mouillée par le film est appelée ligne triple de contact liquide-gaz-paroi, ou ligne triple (figure 1.14(b)).



(a) Film et zone asséchée.

(b) Zoom de l'encadré rouge.

FIGURE 1.14. – Apparition d'une ligne de contact, observée dans le capillaire d'un bateau pop-pop par Lagubeau *et al.* [72].

La finesse de ces films, de l'ordre de 10 à 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, leur confère une faible résistance thermique. L'évaporation-condensation a donc lieu principalement sur ces films. Leur évaporation

élève la pression à l'évaporateur, ce qui empêche la remontée du ménisque à sa position initiale [106].

### 1.4.2. Études expérimentales des films

Il est important de préciser que les films présents dans les PHP sont d'origine hydrodynamique. Ils sont déposés par un ménisque en mouvement, et leur épaisseur de dépôt, typiquement comprise entre 10 et 100  $\mu\text{m}$ , est conforme à la théorie de Landau-Levich. Par opposition, il existe des films de mouillage (ou film adsorbé), beaucoup plus minces (100 nm maximum), qui sont produits par l'étalement spontanément d'un liquide sur un substrat. Les études concernant les films de Landau-Levich et leur dynamique sont rares.

Chauris *et al.* [26] effectuent une évaluation de l'épaisseur de film, à partir d'une mesure infrarouge de la température extérieure du tube. Ils étudient l'évaporation des films déposés par le passage forcé d'un ménisque dans un tube de cuivre de 2 mm de diamètre chauffé par effet Joule. L'extérieur du tube est observé par une caméra infrarouge (figure 1.15). Les mesures thermiques permettent de connaître la position du ménisque et celle de la ligne triple à tout instant. Les résultats attestent que le transfert de chaleur est dû à la conduction dans le film et à l'évaporation. La surface du ménisque est relativement petite par rapport à l'étendue des films déposés. Le transfert de chaleur qui s'y produit est donc faible par rapport à celui qui a lieu sur les films (10 %). Par ailleurs, les résultats montrent que la longueur des films est fonction de la puissance injectée et de l'épaisseur initiale déposée, qui est elle-même fonction de la vitesse de dépôt. Une corrélation est donc proposée pour obtenir la longueur du film en fonction de son épaisseur initiale de dépôt, la puissance injectée, et les propriétés thermophysiques du fluide. Dans cette approche, le film est supposé d'épaisseur variable entre le ménisque et la ligne de contact, comme le montre la figure 1.15. Dans ce cas, la puissance injectée affecte directement la longueur du film en évaporant d'abord les zones les plus minces, proches de la ligne triple.

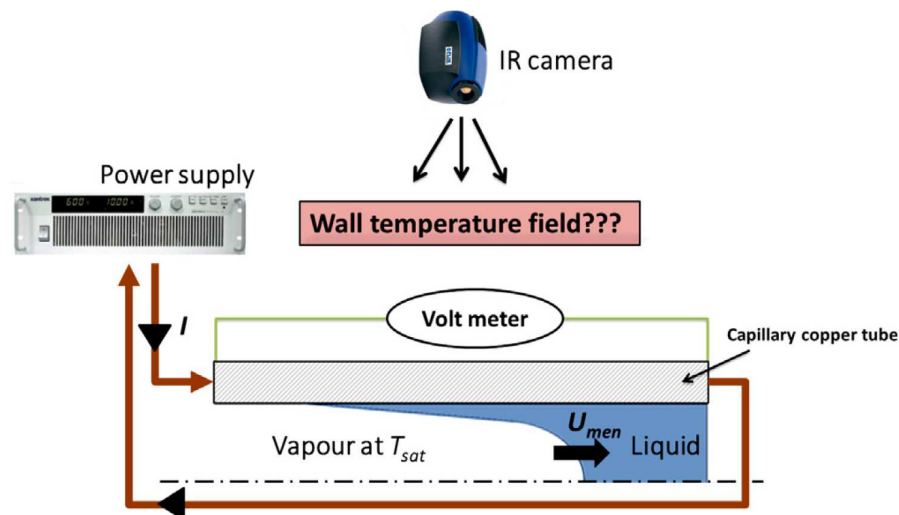


FIGURE 1.15. – Installation expérimentale de Chauris *et al.* [26], et sa représentation conceptuelle du film évaporant.

Rao *et al.* [106] proposent une mesure indirecte de l'épaisseur de ce film, par un bilan de la

masse de vapeur, elle-même connue à partir de la mesure de pression. L'épaisseur de film déduite semble correspondre à l'épaisseur prédite par les corrélations existantes dans le cadre d'écoulement en canaux [8, 21, 49, 58]. Par ailleurs, leur PHP monobranche transparent leur permet de visualiser directement la position de la ligne triple, en plus de celle du ménisque. Ils constatent ainsi que, immédiatement après le dépôt du film, la ligne triple commence à reculer (figure 1.16).

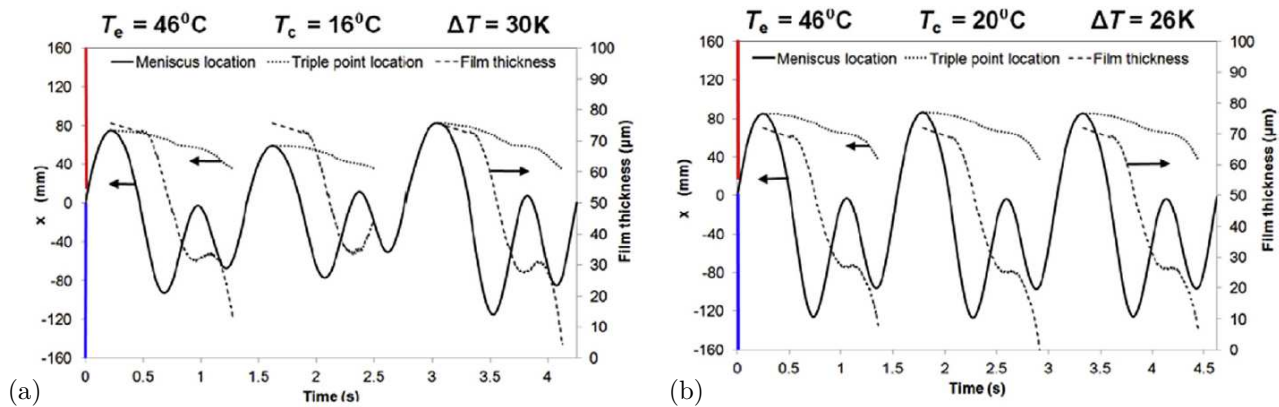


FIGURE 1.16. – Variations temporelles de la position du ménisque et de la ligne triple, évolution de l'épaisseur de film indirectement mesurée, extrait de [106].

Une autre tentative de mesure directe en conditions réelles est effectuée par Srinivasan *et al.* [118]. Le PHP monobranche est observé par un microscope confocal. Les résultats obtenus sont toutefois décevants : cette technique de mesure ne semble pas adaptée.

### 1.4.3. Évaporation à la ligne triple

D'après les estimations proposées par Rao *et al.* [106], les deux tiers du changement de phase ont lieu sur le film. Le tiers restant a lieu au niveau de la ligne de contact (ou ligne triple), c'est-à-dire la ligne de raccord entre le film et la paroi interne du canal. L'aire de la ligne de contact est très inférieure à celle du film en entier. Aussi le taux d'évaporation au niveau de la ligne de contact est bien supérieur à celui sur le reste du film. Effectivement, à cet endroit, le film est très fin. La résistance thermique étant inversement proportionnelle à l'épaisseur, le taux d'évaporation y est donc important.

Hohmann et Stephan [52] ont effectué des mesures sur des lignes triples statiques. Ils observent l'évaporation d'un ménisque immobile dans un canal rectangulaire formé de deux plaques parallèles. L'une des plaques est en plexiglas, recouverte d'un dépôt métallique résistif permettant son chauffage par effet Joule. L'extérieur de la plaque est recouverte de cristaux liquides sensibles à la température. La température est mesurée grâce aux variations de couleur des cristaux observées au microscope. La résolution spatiale en température est inférieure au micromètre. Le profil du ménisque est observé simultanément. Un abaissement important de température est remarqué au niveau de la ligne triple. Ibrahim *et al.* [56] utilisent la même méthode, mais l'extérieur du canal est aussi filmée par une caméra infrarouge. Le flux au plus près de la ligne triple est estimé à 5,4 – 6,5 fois plus élevé que le flux moyen injecté sur toute la plaque. Sur le même type d'expérience, Kunkelmann *et al.*

[71] observent l'évaporation d'un ménisque dans sa vapeur pure. Dans ce cas, la ligne triple est en mouvement. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats numériques : ils attestent que le taux d'évaporation au voisinage de la ligne triple est indépendant de sa vitesse de récession.

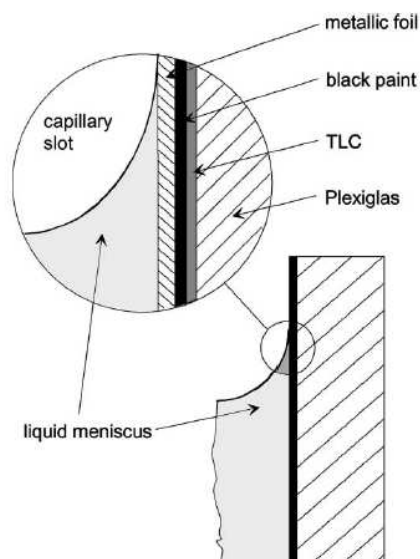


FIGURE 1.17. – Observation de la distribution de température au niveau de la ligne triple d'un ménisque s'évaporant, par Hohmann *et al.* [52].

## 1.5. Modélisations

Il est admis que la description du fonctionnement d'un PHP sur la base de nombres sans dimension est délicat, en raison de la complexité des phénomènes en jeu, et surtout du comportement chaotique. Aussi, les chercheurs se sont tournés vers la modélisation directe. La modélisation numérique à une, deux, ou trois dimensions, peut représenter un système monobranche ou multibranche.

### 1.5.1. Approches 1D

Shafii *et al.* [110] initient la modélisation à une dimension d'un système multibranche. Les branches du PHP sont en fait « dépliées », de façon à obtenir un seul tube droit traversant une succession d'évaporateurs et de condenseurs, sans section adiabatique. Les bouchons de liquide sont des cylindres incompressibles avec des ménisques droits. La vapeur se comporte comme un gaz parfait, et peut être surchauffée au-delà de sa température de saturation. Les lois de conservation de la masse et de quantité de mouvement sont appliquées à chaque bouchon de liquide, et la loi de conservation de l'énergie est appliquée à chaque bulle de vapeur. Le transfert thermique par chaleur sensible introduit un coefficient de transfert calculé avec les corrélations conventionnelles (selon si l'écoulement est laminaire ou turbulent), et l'échange par chaleur latente est proportionnel à la différence de température du tube avec la vapeur. Shafii *et al.* observent alors l'apparition d'oscillations de faibles amplitudes, périodiques quasiment sinusoïdales.

Dobson *et al.* [38, 39] introduisent plus tard les mêmes équations appliquées à un PHP monobranche, en ajoutant la prise en compte rudimentaire de la dynamique des films. Les films sont attachés aux ménisques. Ils ont une épaisseur fixe mais une longueur ajustée par l'évaporation-condensation. Le taux d'évaporation-condensation est ici proportionnel à la différence de température entre la paroi interne du tube et la température de la vapeur. Lorsque le bouchon se déplace vers le condenseur, les films sont déposés puis évaporés progressivement. Lorsqu'il revient dans l'évaporateur, il absorbe les films restant. Les résultats produits par la simulation sont essentiellement des oscillations de faible amplitude où le ménisque reste quasiment bloqué dans le condenseur, ce qui contredit la totalité des expériences réalisées. La compression de la bulle par les phénomènes d'évaporation-condensation est donc mal estimée.

Das *et al.* [29] ont utilisé la même méthode (figure 1.18), mais en prenant en compte le fait que l'interface liquide des films est à saturation. Par conséquent, la différence de température responsable de leur évaporation est celle impliquant la température de paroi et la température de saturation. Das *et al.* constatent l'impossibilité de la reproduction en simulation des résultats de Dobson. Le modèle de Das permet de mettre en évidence l'effet ressort fourni par la vapeur, et donne une expression de la fréquence d'oscillation qui en tient compte. Les résultats obtenus par simulation montrent une oscillation de forte amplitude, où le ménisque balaie à la fois l'évaporateur, la section adiabatique et le condenseur. Ces résultats ont été validés par des expériences réalisées au CETHIL (figure 1.19). Le constat qui s'impose est le caractère déterminant de l'évaporation-condensation des films sur la dynamique du système.

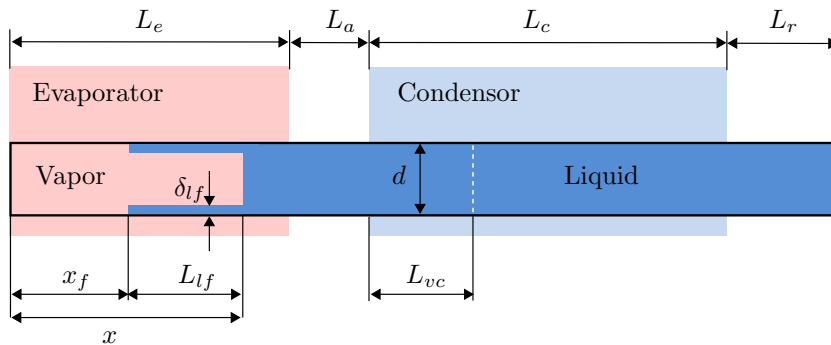


FIGURE 1.18. – Schéma du modèle monobranche utilisé et simulé par Das *et al.* [29].

La prise en compte des films dans les modélisations numériques donne de bons résultats pour les PHP monobranches. Plusieurs modèles étendent donc leur prise en compte aux PHP multibranches. On peut citer les travaux de Nikolayev [90], et Mameli *et al.* [80]. L'hypothèse collectivement utilisée concernant les films est le choix d'une épaisseur constante et homogène. De plus, Nikolayev autorise l'apparition de zones sèches (et donc de lignes triples) dans l'évaporateur. Ce n'est pas le cas dans le second modèle. Cependant, Mameli *et al.* ajoutent l'effet dissipatif produit par les coudes sur les bouchons. D'après les résultats de simulations, l'effet des coudes est plutôt négligeable.

Il est important de remarquer que, quelle que soit la modélisation, la prise en compte des films permet de mieux reproduire le comportement chaotique des oscillations. Cet intérêt croissant pour

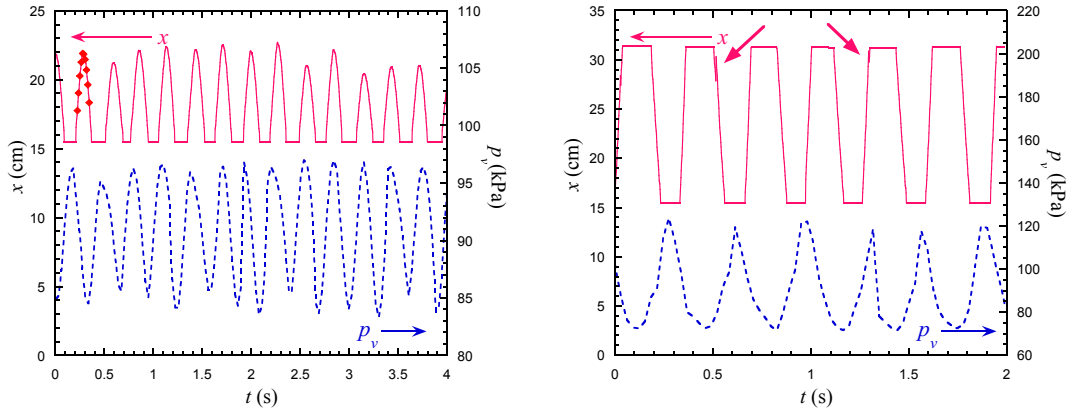


FIGURE 1.19. – Résultats expérimentaux obtenus par Das *et al.* [29], pour les cas  $T_e = 45\text{ °C}$  et  $T_c = 10\text{ °C}$  (gauche) et  $T_e = 65\text{ °C}$  et  $T_c = 0\text{ °C}$  (droite).

les films montre que leur dynamique est un élément critique de la compréhension globale.

### 1.5.2. Approches 2D et 3D

Zhang et Faghri [125] proposent en premier un modèle bidimensionnel d'un PHP monobranche. Contrairement aux autres approches, ce modèle suggère que la vapeur est à température de saturation. Les oscillations produites sont périodiques mais de petite amplitude. Sur la base de ce modèle, Givler et Martinez [44] proposent une modélisation numérique en trois dimensions (CFD). Leur modèle s'applique à un PHP de deux et trois coudes. La modélisation en 3D présente l'avantage de bien représenter la courbure des ménisques. L'inconvénient majeur des modélisations à plusieurs dimensions est l'éviction des phénomènes microscopiques, qui sont cependant de première importance. Ces approches restent perfectibles, et peu de résultats sont exploitables dans notre contexte.

## 1.6. Position du problème et objectifs de la thèse

Le caloduc oscillant demande encore un travail de recherche avant de compter parmi les dispositifs de transfert thermique utilisables pour l'industrie. Parmi les incompréhensions physiques qui restent à lever, on compte le démarrage des oscillations, la dissipation par frottements des bouchons de liquide, et le comportement dynamique des films déposés. Un consortium regroupant plusieurs laboratoires et partenaires industriels s'est partagé les tâches. Le projet, baptisé AAR-DECO (Aéronautique-Automobile Regroupement pour le Développement des Caloducs Oscillants) regroupe le laboratoire P', le SBT, et le CETHIL. La finalité générale est l'obtention d'un outil prédictif permettant de simuler un PHP multibranche, premier jalon avant d'envisager son industrialisation. Bien que la finalité du projet soit de nature appliquée, les différentes tâches que se sont partagées les laboratoires sont plutôt fondamentales. La tendance récente de l'étude des PHP va dans ce sens : on cherche à comprendre les phénomènes microscopiques avant de s'attacher à une modélisation complète. Pour se concentrer sur le détail d'un phénomène physique en particulier, il est nécessaire de réduire la complexité du système. Pour cela, les chercheurs utilisent le PHP monobranche.



Les thématiques étudiées par plusieurs laboratoires du consortium sont centrées sur les films. Il apparaît, au travers des modélisations récentes, que les meilleurs résultats de simulation sont obtenus pour des modèles prenant en compte la dynamique des films. Ils sont donc un paramètre clef. Si l'on résume les connaissances à leur sujet, au préalable à cette thèse : ils sont déposés sur les parois internes du canal lors du passage du ménisque, lorsque celui-ci se déplace de l'évaporateur vers le condenseur. De récents travaux suggèrent qu'il s'agit de films de Landau-Levich, dont l'épaisseur à l'instant du dépôt peut être prédite par des corrélations existantes. Cependant, il ne s'agit que d'estimations, ou de mesures indirectes de précision insuffisante.

L'évaporation des films est absolument nécessaire à l'entretien de la dynamique des oscillations. Ils peuvent être discontinus, et dans ce cas une ligne de contact sépare le film de la paroi sèche (figure 1.20). Toutes ces études ont été menées sur des PHP monobranches : en ce qui concerne les films, les résultats obtenus en configuration monobranche peuvent parfaitement être extrapolés aux systèmes multibranches : en effet, dans un PHP multibranche, les films n'interagissent pas entre eux. La dynamique d'un film unique est donc la même quel que soit le type de dispositif. Parmi ces expériences récentes, aucune ne propose de mesure directe de l'épaisseur du film, ni de visualisation de son profil, qui est la plupart du temps supposé plat, ou incliné (figure 1.20).

Les travaux présentés ici s'inscrivent dans le même projet. Ils se présentent comme la suite logique des travaux antérieurs cités : il s'agit d'observer directement les oscillations du ménisque, et les films déposés, de façon à déduire leur géométrie et son évolution au cours de l'oscillation. Le défi principal est donc de réaliser des observations et mesures en dynamique. Pour y parvenir, la combinaison de techniques de mesure originales est envisagée.

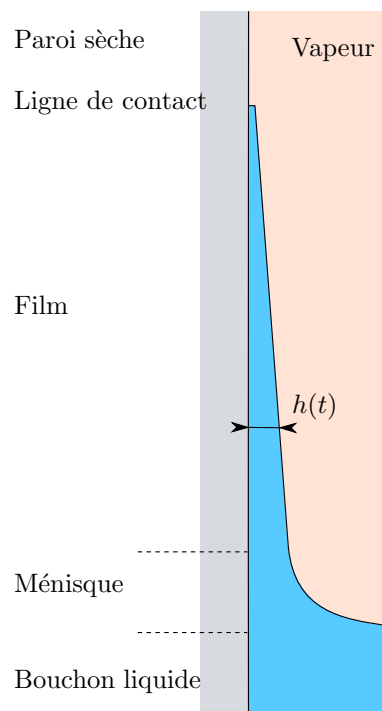


FIGURE 1.20. – Représentation conceptuelle des films dans une branche de PHP, issue des travaux antérieurs.

Dans un premier temps, nous décrirons le dispositif expérimental (chapitre 2). Il s'agit d'un PHP monobranche, dans lequel l'oscillation d'un ménisque est auto-entretenu. L'installation permet simultanément l'observation des films déposés par le ménisque et la mesure de paramètres thermiques, tels que la pression de vapeur et les températures de paroi. Le protocole expérimental qui conduit à l'obtention des oscillations auto-entretenu sera expliqué. Dans un second temps, les deux techniques de mesure du profil et de l'épaisseur du film, ainsi que leur qualification, seront détaillées (chapitre 3). Il s'agit de méthodes optiques, qui présentent l'avantage d'être non-intrusives.

Les résultats seront regroupés en deux chapitres distincts : la dynamique du ménisque, d'abord, sera analysée (chapitre 4). Un bilan de quantité de mouvement permettra de reconstruire la position du ménisque au cours de l'oscillation, et de la comparer à la position mesurée. Pour renforcer le réalisme de ce modèle analytique, le caractère oscillant de l'écoulement sera pris en compte. Cette amélioration conduit à une bonne estimation de l'ordre de grandeur de la fréquence d'oscillation. Enfin, le dernier chapitre sera consacré à l'analyse de la dynamique du film (chapitre 5), observé grâce aux techniques de mesure évoquées. Le film, déposé sur les parois de l'évaporateur au passage du ménisque, est soumis à une forte évaporation. Le comportement qui en résulte est original, et se révèle relativement différent de ce qui était attendu. Nous montrerons que l'évaporation au niveau de la ligne de contact entre le film et le substrat est responsable de ce comportement particulier, et conditionne l'évolution de la géométrie du film.

# Chapitre 2.

## DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

### Sommaire

---

<b>2.1. Description de l'installation</b> . . . . .	<b>25</b>
2.1.1. Vue d'ensemble . . . . .	25
2.1.2. Réservoir . . . . .	27
2.1.3. Évaporateur et condenseur . . . . .	28
<b>2.2. Instrumentation thermique</b> . . . . .	<b>29</b>
2.2.1. Mesure de pression . . . . .	29
2.2.2. Mesure de température . . . . .	30
2.2.3. Supervision . . . . .	32
<b>2.3. Protocole expérimental</b> . . . . .	<b>32</b>
2.3.1. Phase de purification . . . . .	32
2.3.2. Démarrage de l'oscillation et recherche d'un point de fonctionnement . . . . .	34
2.3.3. Oscillations en régime établi . . . . .	37

---

Le dispositif expérimental est un PHP monobranche. Le dispositif doit permettre l'observation du film liquide, avec une surface de visualisation la plus importante possible, de façon à maximiser la quantité d'information et minimiser les effets de bords. L'utilisation d'une cellule de Hele-Shaw en tant qu'évaporateur permet de répondre à cette exigence. L'étude de la dynamique impose également la connaissance de l'évolution des paramètres thermodynamiques : pression, température, variations de volume de la bulle de vapeur. Des capteurs de pression et température sont donc installés sur la veine d'essai.

L'essence du travail de thèse est la compréhension par l'expérience de la dynamique du film à l'intérieur d'un PHP. Aussi, le dispositif expérimental est l'élément fondamental du projet. Dans ce chapitre, l'installation est décrite en détail, ainsi que les instruments de mesure thermique, et leur précision. Dans un second temps, le protocole et les difficultés expérimentales rencontrées seront exposées. Enfin, nous présenterons quelques résultats préliminaires concernant la dynamique du système.

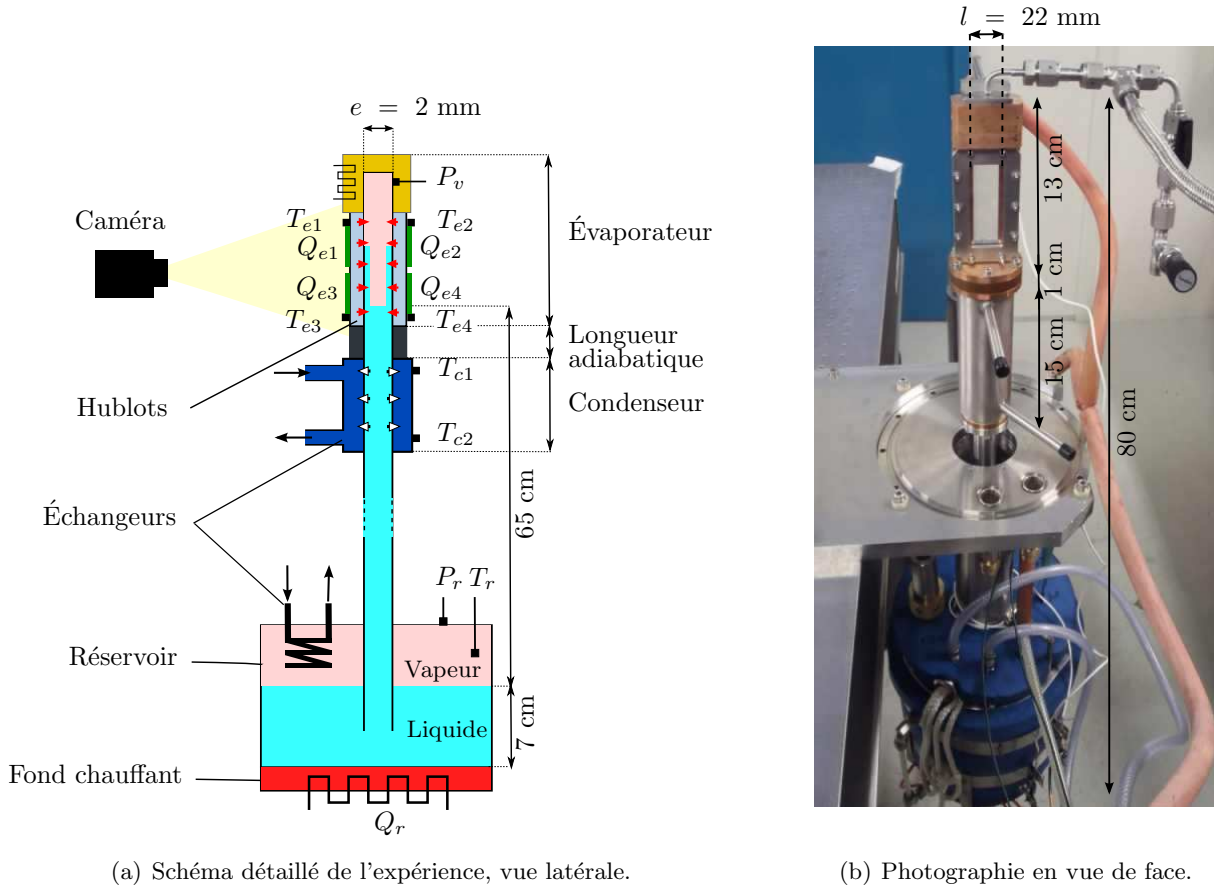
## 2.1. Description de l'installation

### 2.1.1. Vue d'ensemble

Notre dispositif expérimental est un PHP monobranche vertical (figure 2.1(a)). Il s'agit d'un tube capillaire de section rectangulaire ( $22 \times 2\text{mm}^2$ ), dont l'extrémité supérieure est borgne. Il est composé :

- d'un réservoir régulé en pression contenant le fluide de travail. L'extrémité inférieure du tube plonge à l'intérieur. Le fluide utilisé est l'éthanol pur.
- d'un condenseur, régulé en température, qui constitue la source froide du PHP.
- d'un évaporateur qui est la source chaude du PHP. La partie basse de l'évaporateur forme une cellule de Hele-Shaw [51] : deux hublots de saphir sont maintenus face-à-face sur une armature de cuivre. La transparence des hublots assure la visualisation directe de l'écoulement et du film liquide déposé par le ménisque. La cellule est filmée par une caméra rapide. Les hublots sont chauffés, et délivrent une puissance totale  $Q_{tot}$ .
- d'une cale isolante, à faible conductivité thermique, qui sépare le condenseur de l'évaporateur et que l'on nomme « section adiabatique ».
- d'un ensemble de circuits destinés au remplissage, au dégazage et à la vidange. Le schéma complet est donné en annexe A.

Les différents éléments constitutifs, ainsi que l'instrumentation associée, sont décrits en détail dans la suite. Les dimensions sont données sur la figure 2.1. La section est constante sur toute la hauteur du tube. Les embranchements des différentes parties de la colonne sont réalisés avec beaucoup de soin, pour maintenir la continuité de la section et éviter l'accrochage de la ligne triple de contact au niveau des jonctions. Le dispositif est fixé sur une table optique (figure 2.1(b)), qui conserve l'alignement de la cellule de Hele-Shaw avec la caméra en toutes circonstances. L'ensemble est totalement étanche, de façon à maintenir l'éthanol en corps pur, exempt d'impuretés et de gaz dissous. Les pression et température de la phase vapeur sont donc liées par la courbe de saturation (annexe B).



(a) Schéma détaillé de l'expérience, vue latérale.

(b) Photographie en vue de face.

FIGURE 2.1. – Installation expérimentale.

La montée du liquide dans la colonne est assurée par la mise en pression  $P_r$  du réservoir. Le réservoir de fluide de travail est diphasique. La température  $T_r \equiv T_{sat}(P_r)$  dans la phase vapeur est contrôlée, ce qui permet le maintien de la pression  $P_r$ . Le condenseur, quant à lui, est maintenu à une température constante  $T_c = T_{c1} \simeq T_{c2}$ , inférieure à la température dans le réservoir  $T_r$ . La différence de pression résultant entre le réservoir et le haut du tube assure la montée d'une colonne de liquide de hauteur  $Y$  :

$$P_r - P_v = \rho g Y - \frac{2\sigma}{e} \quad (2.1)$$

avec  $P_v = P_{sat}(T_v) < P_r$ .  $Y$  est donc la position de l'interface liquide-vapeur par rapport au niveau de liquide dans le réservoir. Le premier terme du membre de droite exprime la pression hydrostatique, et le second terme exprime la pression capillaire de Laplace, avec  $\sigma$  la tension superficielle, et  $e$  l'épaisseur du tube ( $e = 2$  mm). Ce second terme est très négligeable par rapport au premier :  $P_{hydro} \simeq 80$  hPa  $\gg$   $P_{cap} \simeq 0,2$  hPa.

La configuration utilisée (position verticale, condenseur en dessous et évaporateur au-dessus) est la moins favorable pour le fonctionnement d'un PHP [11, 77]. Par contre, elle permet une observation nette du film liquide : on reproduit la situation qui permet à Delon *et al.* de visualiser la dynamique du démouillage [34, 115]. Le ménisque dépose le film liquide lorsqu'il retourne au condenseur, ce qui, dans le référentiel de la plaque, revient à l'extraire d'un bain de liquide ; on peut alors observer un

ménisque horizontal et symétrique. Dans les autres configurations, la dynamique de PHP est mal anticipée en raison de l'ébullition qui se produit dans l'évaporateur : il existe un risque important de voir un ménisque dissymétrique, ou discontinu.

### 2.1.2. Réservoir

Le réservoir (figure 2.2), d'une contenance de cinq litres, est constitué d'une cuve en acier inoxydable, étanche, destinée à contenir et chauffer l'éthanol. Le chauffage  $Q_r$  est assuré par six cartouches chauffantes, insérées dans le fond en inox (figures 2.1, 2.2), régulièrement espacées, de façon à homogénéiser la température. Elles délivrent une puissance totale de 200 W. Une sonde platine associée à un relais assure la coupure du générateur de tension en cas de dépassement d'un seuil de température fixé par l'expérimentateur (à 100 °C). La pression de travail du réservoir, comprise entre 0 et 1,1 bar, est mesurée à l'aide d'un capteur de pression absolue à membrane. Un clapet taré à 1,4 bar absolu assure la sécurité en cas de surpression accidentelle. Les températures dans le liquide et dans la vapeur sont mesurées avec des thermocouples de type K. Le niveau de liquide à l'intérieur est connu grâce un tube transparent (représenté sur l'annexe A).

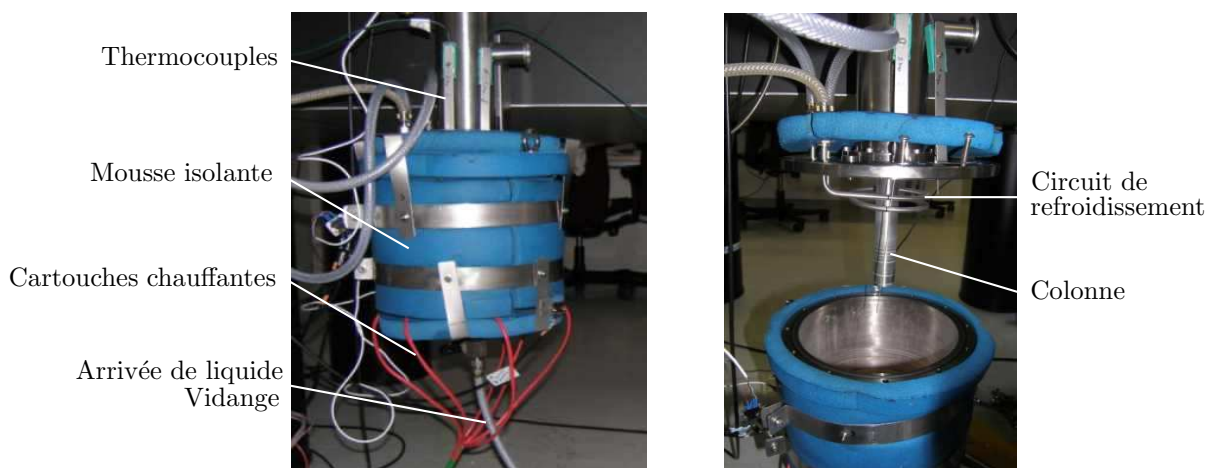


FIGURE 2.2. – Réservoir.

La présence d'un isolant thermique (mousse de polyuréthane) autour du réservoir limite les pertes thermiques vers l'extérieur. La pression  $P_r$  dans le réservoir est choisie, puis maintenue constante, grâce à un régulateur de type PID, implémenté sous Labview. La régulation est assurée par l'action combinée du chauffage (contrôlé par la régulation) et d'un circuit de refroidissement situé dans le ciel de vapeur (à débit fixé). Ce dernier est constitué d'un tube en inox, cintré en serpentin, alimenté en fluide de refroidissement : soit par circulation d'eau industrielle, dont le débit est réglé manuellement, soit par un refroidisseur dont la température est contrôlée. Dans ce dernier cas, le fluide caloporteur est de l'eau de ville filtrée. Dans tous les cas, le débit de fluide est fixé par l'opérateur.

La section du réservoir est grande par rapport à celle de la colonne. Les variations de niveau du réservoir, engendrées par les oscillations de liquide, sont donc faibles.

### 2.1.3. Évaporateur et condenseur

La fenêtre optique, partie basse de l'évaporateur, est constituée de deux hublots transparents de saphir ( $37 \times 75 \text{ mm}^2$ , figure 2.3). Le saphir possède le double avantage d'avoir une diffusivité thermique supérieure au verre borosilicate et d'être parfaitement mouillé par l'éthanol. Les hublots sont fixés sur une armature en cuivre au moyen de brides en inox. Des joints Viton<sup>®</sup> compatibles chimiquement avec l'éthanol assurent l'étanchéité entre le cuivre et le saphir (non-représentés sur la figure 2.3). La partie sommitale de l'armature, appelée « chapeau », d'une longueur de 32 mm, permet la fixation du capteur de pression et ferme le tube. La température de cette partie du tube est maintenue au-dessus de la température de saturation de l'éthanol par une cartouche chauffante, afin d'éviter toute condensation parasite. La longueur totale de l'évaporateur est de 146 mm, sans compter le « volume mort ». Ce volume correspond à la partie du canal située au-dessus du chapeau en cuivre, c'est-à-dire au tube (de section circulaire 4 mm) et au volume contenu dans la vanne quart de tour. La longueur de canal équivalente est quasiment de 2 cm (et apporte une correction non négligeable de 15 à 20% sur la longueur  $Y_b$  de la bulle de vapeur).

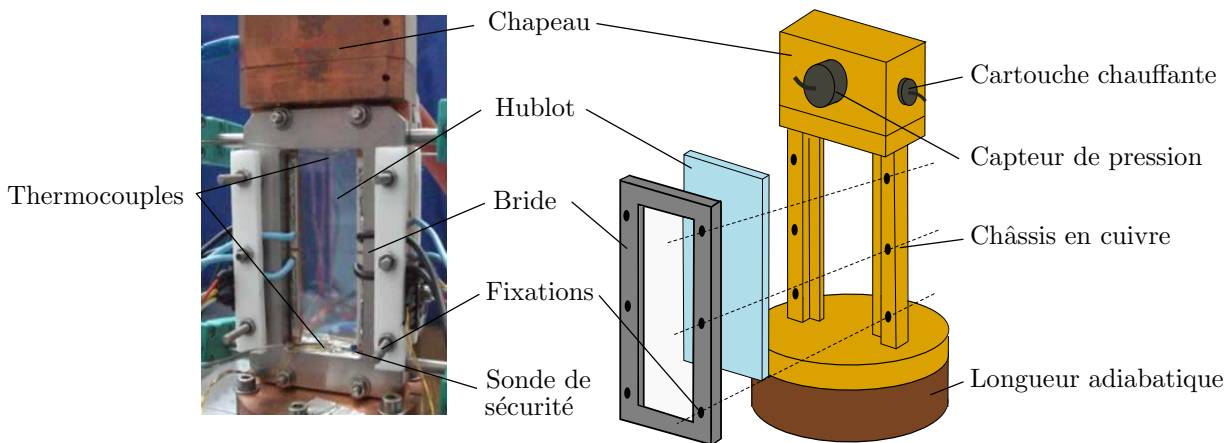


FIGURE 2.3. – Détails de l'évaporateur. Le schéma présente une vue éclatée de la face avant du canal.

Côté extérieur, les hublots sont recouverts de 250 nm d'ITO, un dépôt métallique résistif et transparent (figure 2.4). Il s'agit en réalité d'un mélange d'oxyde d'indium (90 %) et d'oxyde d'étain (10 %), déposé par pulvérisation. De chaque côté de la couche d'ITO, un dépôt supplémentaire d'argent est superposé à l'ITO. Ce dépôt d'argent, schématisé en vert sur la figure 2.4, permet de braser des amenées de courants en cuivre. Lors de l'application d'une tension sur ces amenées de courant, le dépôt ITO chauffe par effet Joule, et transmet au fluide l'énergie nécessaire à la vaporisation des films liquides sur la paroi. Chaque hublot possède deux zones distinctes de chauffage ( $Q_{e1}$  et  $Q_{e3}$  côté caméra,  $Q_{e2}$  et  $Q_{e4}$  côté source lumineuse), visibles sur la figure 2.1(a). Le saphir étant un mauvais conducteur électrique, l'isolation des différentes couches est simplement réalisée en laissant une bande non couverte par l'ITO (d'environ 1 mm de large). Les quatre zones de chauffage sont reliées à des alimentations indépendantes : il est possible de choisir des puissances de chauffe différentes, et voir ainsi apparaître un gradient thermique longitudinal. On peut aussi choisir d'appliquer une température plus importante sur une face, et donc vaporiser très rapidement le film qui s'y trouve, de façon à se consacrer à la seule observation du film sur le hublot opposé. La puissance totale délivrée est notée  $Q_{tot}$ .

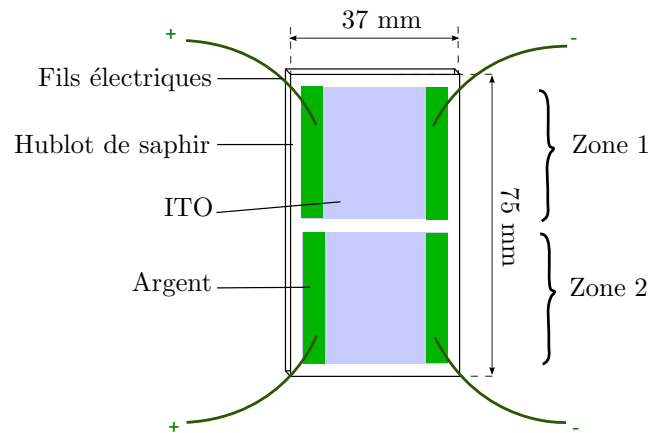


FIGURE 2.4. – Dépôt chauffant et amenées de courant.

L'évaporateur est séparé du condenseur par la « section adiabatique » de 1 cm d'épaisseur. Cette portion de tube est usinée dans un matériau à très faible conductivité thermique (Vespel® :  $k_{vesp} \simeq 0,3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Elle permet de limiter les transferts de chaleur par conduction de l'évaporateur vers le condenseur. La puissance  $Q_a$  à travers la longueur adiabatique  $Q_a = -k_{vesp}(T_e - T_c)S_a/L_a \simeq 2 \text{ W}$ , avec  $L_a$  et  $S_a$  respectivement l'épaisseur et la section de la longueur adiabatique. La différence de température  $T_e - T_c$  vaut typiquement  $40 \text{ }^\circ\text{C}$  dans notre expérience. À titre de comparaison, la puissance électrique  $Q_{tot}$  injectée sur les hublots est de  $64 \text{ W}$ .

Le condenseur, en cuivre, est un échangeur en spirale usiné dans la masse. Des canaux d'entrée et de sortie permettent la circulation du fluide refroidisseur entre les spires. La circulation est assurée par un bain thermostaté. Le fluide caloporteur utilisé est un mélange d'éthanol et d'eau distillée, afin d'atteindre si besoin des températures négatives. À l'extérieur du condenseur, deux perçages permettent d'insérer des thermocouples de type K délivrant la température au plus proche de l'entrée du liquide ( $T_{c1}$ ) et au plus près de sa sortie ( $T_{c2}$ ) (figure 2.1(a)). On note que la différence de température entre  $T_{c1}$  et  $T_{c2}$  lors du fonctionnement du PHP est de moins de  $1 \text{ }^\circ\text{C}$ , c'est-à-dire inférieure à la barre d'erreur.

## 2.2. Instrumentation thermique

### 2.2.1. Mesure de pression

Plusieurs types de capteurs ont été testés avant de parvenir à une mesure satisfaisante. Finalement, les deux mesures de pression  $P_r$  et  $P_v$  sont réalisées avec des capteurs piézoélectriques à membrane (Keller®). Les signaux numériques obtenus sont convertis puis transférés via une liaison USB sur l'ordinateur de pilotage et d'acquisition. La fréquence d'acquisition est de  $100 \text{ Hz}$ . Pour le cas de l'évaporateur, le capteur est fixé sur le chapeau en cuivre (figure 2.3), de telle sorte que la membrane affleure à l'intérieur du tube. Le capteur du réservoir est inséré dans le couvercle. Le fabricant annonce une précision de  $0,01 \%$  de l'étendue de mesure : dans notre cas, cela correspond à une barre d'erreur de  $\pm 5 \text{ hPa}$ . Un ré-étalonnage par nos soins a permis de raffiner cette barre d'erreur



Variable	Incertitude $\pm$
$P_r$	1 hPa
$P_v$	1 hPa
$T_e$	1°C
$T_c$	1°C
$T_{sat}(P_v)$	0,5°C

TABLE 2.1. – Incertitudes de mesure des températures et de la pression.

à  $\pm 1$  hPa. Par ailleurs, la stabilité du zéro malgré les variations de température ( $0 - 40$  °C) est assurée à  $\pm 0,5$  hPa.

### 2.2.2. Mesure de température

Les mesures de température de l'évaporateur ( $T_e$ ), du condenseur ( $T_c$ ), et du réservoir ( $T_r$ ) sont assurées par des thermocouples de type K. Ces thermocouples ont une incertitude de mesure garantie de  $\pm 2,5$  °C, donnée constructeur. Un étalonnage par nos soins - thermocouples plongés dans un bain d'eau dont la température est mesurée par des sondes platines de référence - a montré une incertitude de seulement  $\pm 1$  °C sur la gamme de température de l'expérience (voir tableau 2.1). À l'évaporateur, les thermocouples ( $T_{e1}$ ,  $T_{e2}$ ,  $T_{e3}$ ,  $T_{e4}$ ) sont collés sur la surface extérieure du saphir (figure 2.5). Ils sont placés au sommet ( $T_{e1}$ ,  $T_{e2}$ ) et au pied de chaque hublot ( $T_{e3}$ ,  $T_{e4}$ ), de façon à ne pas gêner la visibilité. La résistance de contact générée par la colle est susceptible d'affecter légèrement la mesure de température, mais l'estimation de l'impact précis est délicate.

Les mesures de températures effectuées sur la face externe de l'évaporateur ne permettent pas d'accéder à la mesure de la température interne. La diffusivité thermique du saphir  $D_s = k_s/(\rho_s C_{p_s})$  vaut environ  $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , avec  $k_s$  sa conductivité thermique ( $35 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  $\rho_s$  sa masse volumique ( $\simeq 4 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) et  $C_p$  sa capacité calorifique massique ( $750 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Sur une oscillation de période  $0,67$  s, la profondeur de pénétration des oscillations de température,  $\delta_s = \sqrt{2D_s/\omega}$ , est donc de  $2,8$  mm. L'épaisseur du saphir est de  $2$  mm. Le gradient de température transversal (et *a fortiori*, longitudinal) ne peut pas être considéré comme instantanément établi. Un certain déphasage du signal de température est engendré. Il est par conséquent impossible de mesurer précisément la température côté intérieur de l'évaporateur en utilisant des thermocouples placés à l'extérieur.

### Mesure thermique

Le saphir transmet environ 80% des longueurs d'onde infrarouges de notre caméra (FLIR® A645SC, 25 Hz,  $7,5 - 14 \mu\text{m}$ ). L'éthanol liquide, au contraire, se comporte comme un corps noir, à condition que la couche d'éthanol soit assez épaisse, c'est-à-dire millimétrique au minimum. C'est le cas lors du passage du bouchon de liquide. Nous avons donc imaginé utiliser la mesure thermique pour connaître la température entre la paroi et le bouchon de liquide lorsqu'il remonte du condenseur. Or, la surface extérieure des hublots de saphir est recouverte de la couche conductrice d'ITO, d'émissivité très faible, extrêmement réfléchissante dans l'infrarouge. La mesure de température par caméra thermique est donc impossible sur les parties des hublots convertes par l'ITO. Cependant, sur chaque hublot, une mince bande de saphir n'est pas recouverte, afin d'assurer l'isolation entre les

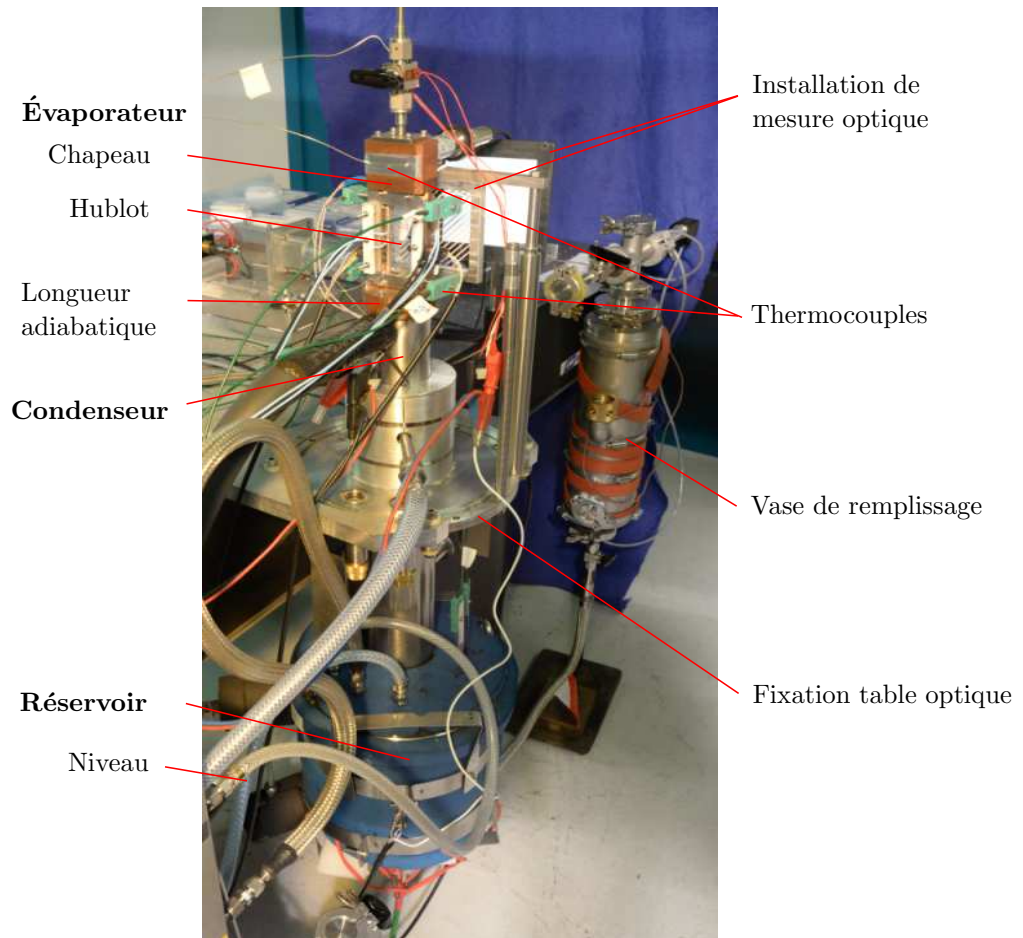


FIGURE 2.5. – Installation équipée de l'instrumentation.

deux zones (cf. section 2.1.3). La mesure par infrarouge vise donc trois points en particulier, signalés sur la figure 2.6. Cependant, la mesure délivrée par la caméra est assez peu précise ( $\pm 2^\circ\text{C}$ ). Cette mesure est uniquement utile pour donner un ordre de grandeur de la température de la paroi interne, qui sera plus précisément connue de manière indirecte, au chapitre 5.

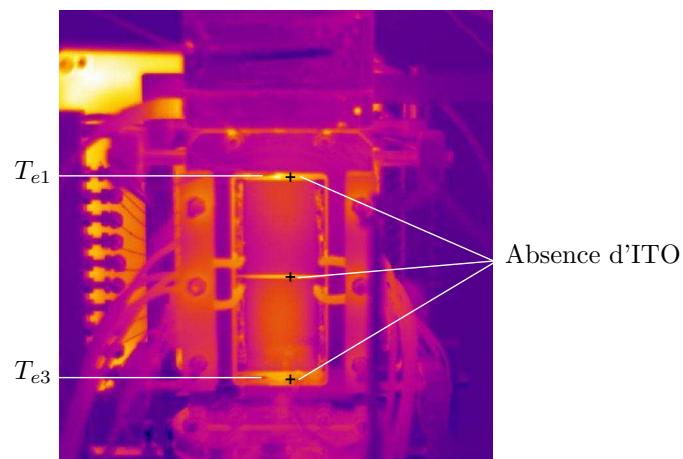


FIGURE 2.6. – Image infrarouge de l'évaporateur en fonctionnement.

### 2.2.3. Supervision

Un programme *LabView* permet de centraliser l'acquisition de toutes les températures et de la pression. Il gère également la régulation de pression au réservoir. L'ajustement de la consigne à chaque seconde est suffisante pour obtenir une stabilité de la pression à  $\pm 0,5$  hPa. Les données de température et de pression sont synchronisées par un créneau de tension. Un générateur basse fréquence, connecté à la fois à la carte électronique *LabView* et à la caméra, envoie un créneau 0 – 5 V au moment de commencer l'enregistrement des images. Les différents signaux enregistrés sont donc parfaitement synchronisés. L'acquisition des données s'effectue à 100 Hz, et la caméra produit des séquences de 280 images par seconde.

## 2.3. Protocole expérimental

### 2.3.1. Phase de purification

Au cours de nos expérimentations, nous avons acquis la certitude que la pureté de l'éthanol est un paramètre clef. L'utilisation d'un éthanol insuffisamment purifié montre l'apparition de bulles, qui gênent le phénomène d'évaporation-condensation et empêchent le démarrage des oscillations auto-entretenues. Aussi, diverses précautions ont été prises pour assurer la pureté, notamment en évitant la présence de gaz incondensables. La description des procédés de remplissage et de purification s'appuie sur le diagramme des procédés, disponible en annexe [A](#).

Pour le remplissage, un vide primaire est établi dans la veine d'essai (colonne et réservoir) et dans le tuyau de connexion avec le vase de remplissage. L'éthanol du commerce (pur à 99,9 %) est ensuite transféré dans le vase, où il est en contact avec l'air. La vanne de remplissage est ensuite ouverte, et on aspire l'équivalent de 3 L d'éthanol liquide dans la veine d'essai. Immédiatement après le remplissage, la pression de vapeur mesurée dans le réservoir ( $P_r$ ) n'est pas exactement la pression de saturation d'éthanol : un écart de 30 à 50 hPa est systématiquement mesuré. Cet écart est le signe de la présence de gaz incondensables à l'intérieur de la veine, et/ou de la formation d'un mélange binaire (par exemple éthanol-eau, les deux liquides étant parfaitement miscibles).

Le fluide est donc soigneusement dégazé, selon une première distillation classique. On porte le liquide à ébullition à une pression légèrement supérieure à la pression atmosphérique ( $P_r \simeq 1,1$  bar,  $T_r \simeq 85$  °C). On purge ensuite la phase vapeur dans le réservoir, puis dans l'extrémité supérieure de la colonne. Cette technique nous permet de réduire la concentration des gaz en solution dans le liquide.

L'éthanol est un solvant polaire. À ce titre, il dissout un grand nombre de molécules dès qu'il est en contact avec l'atmosphère. Tant qu'un polluant reste dissout en faible quantité, il ne modifie pas la dynamique du système. Toutefois, si les particules dissoutes sont plus volatiles que l'éthanol, elles sont susceptibles de passer en phase vapeur pour certains de nos points de fonctionnement, et créent alors les bulles nuisibles à l'oscillation. D'où l'inconvénient de la technique de distillation précédente : elle purifie le mélange pour un seul point de fonctionnement ( $P_r = 1,1$  bar). Or, pour nos expériences, les valeurs de pression  $P_r$  utilisées sont typiquement entre 150 et 350 hPa. Il faut empêcher l'apparition de polluants en phase vapeur pour toutes ces pressions de travail. On répète donc la distillation, en se plaçant à une pression inférieure à celles que l'on pourrait rencontrer

dans nos essais, c'est-à-dire inférieure à 150 hPa. Pour réaliser cette seconde distillation, on utilise un circuit de purge comprenant un piège à azote liquide, visible sur l'annexe A. Les numéros de vannes, utilisés dans la suite, sont également reportés sur cette annexe. Le circuit de purge est tiré au vide (vannes V3, V6, V7 fermées). On connecte brièvement le circuit sous vide à l'enceinte, en ouvrant la vanne V7, puis la vanne V6, de façon à purger à la fois le haut de la colonne et le ciel de vapeur du réservoir, sans attendre l'équilibre des pressions. À l'issue de cette manœuvre, lorsque la pression dans l'enceinte est au-dessus de 150 hPa, les gaz dissous restent dissous. Aucune bulle n'est créée. La combinaison de ces deux distillations a permis d'approcher la courbe de saturation théorique de l'éthanol (annexe B) à  $\pm 1$  hPa, soit une précision sur la température de saturation inférieure à  $\pm 1^\circ\text{C}$ .

La distillation permet de s'affranchir uniquement des composants plus volatiles que l'éthanol, ce qui n'est pas le cas de l'eau. En réalité, lorsque l'éthanol est en contact avec l'atmosphère, de l'eau passe en solution et forme avec l'éthanol un mélange binaire azéotrope<sup>1</sup>. Le diagramme de phase associé (figure 2.7) montre que, pour un petit pourcentage d'eau dissoute (inférieur à 4 %), le mélange bout entre  $78,1^\circ\text{C}$  et  $78,4^\circ\text{C}$  à 1 bar. La volatilité des deux composants est ici trop voisine et la distillation classique n'a pas d'effet. Les techniques de distillation azéotropiques sont impossibles à mettre en œuvre dans notre cas [43].

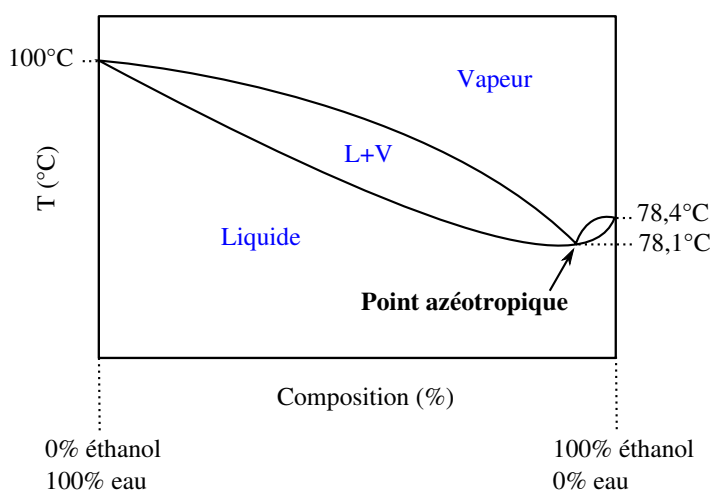


FIGURE 2.7. – Diagramme de phase schématisé du mélange binaire éthanol-eau à 1 bar.

Alors même qu'elle est moins volatile (donc dissoute, et non-susceptible de former des bulles), l'eau a été source de problème : initialement, le fond du réservoir était constitué de cuivre. À l'issue de la première campagne d'essais, le démontage du réservoir a révélé des couleurs non-homogènes sur le fond en cuivre (présence de l'ion  $\text{Cu}^{2+}$ ), et des piqûres de corrosion sur l'inox de la colonne. La réaction de corrosion du cuivre n'est pas possible en présence d'éthanol uniquement, et indique que de l'eau est probablement en solution. Ainsi, si la présence d'eau en elle-même n'est pas gênante, la réaction chimique de corrosion qu'elle engendre *in situ* produit des gaz incondensables (notamment  $\text{H}_2$ ). Cette production d'indésirables par réaction chimique enrichit l'éthanol en polluants et dégrade petit-à-petit l'oscillation auto-entretenu. De plus, le chauffage et l'agitation provoquée par les os-

1. Un mélange est dit azéotrope s'il existe un rapport des fractions molaires des constituants pour lequel le mélange bout sans changer de composition.

cillations jouent un rôle de catalyseur. C'est pour cette raison qu'il faut remplacer tout l'éthanol après une campagne de quelques semaines.

La présence d'eau, et également de résidus de décomposition des tuyaux de PVC, a été mise en évidence grâce à une analyse RMN de l'éthanol liquide récupéré après la première campagne. Suite à cette analyse, le fond du réservoir a été remplacé par une plaque en inox, et les tuyaux PVC ont été remplacés par des tubes cintrés en inox.

### 2.3.2. Démarrage de l'oscillation et recherche d'un point de fonctionnement

Le démarrage d'un PHP est un phénomène encore mal connu, auquel nous avons été confronté malgré nous, puisque la compréhension du mécanisme qui conduit à l'oscillation auto-entretenu ne fait pas partie du périmètre de nos investigations. À la suite de nombreux essais de mise en marche, nous sommes toutefois parvenus à un protocole permettant de conduire au point de fonctionnement désiré.

À l'issue de la phase de purification, la phase d'expérimentation commence par le positionnement du ménisque au sommet de la colonne. Pour cela, on applique une différence de température entre le réservoir ( $T_r \simeq 35 \text{ °C}$ ) et le condenseur ( $T_c \simeq 10 \text{ °C}$ ). La différence de pression qui en résulte permet une montée du liquide jusqu'au sommet de l'évaporateur. Ensuite, on applique des puissances de chauffe symétriques  $Q_{e1} = Q_{e2} = 3 \text{ W}$  et  $Q_{e3} = Q_{e4} = 30 \text{ W}$ . Immédiatement, la hausse de la température (et donc de la pression) dans l'évaporateur abaisse le ménisque, qui descend en dessous de la zone visible de l'évaporateur. Si les conditions  $T_e > T_c$  et  $T_e > T_{sat}$  sont réunies [92], des oscillations vont apparaître autour de la position d'équilibre du ménisque. Les oscillations sont d'abord de très faible amplitude ( $\sim \pm 5 \text{ hPa}$ ). Puis brusquement, une séquence d'oscillations de plus grande amplitude apparaît, et le ménisque est visible dans l'évaporateur. Ces séquences se produisent par intermittence.

Ces oscillations premières sont irrégulières en amplitude : elles atteignent parfois le milieu de l'évaporateur, le sommet, ou ne l'atteignent pas du tout. Les puissances à l'évaporateur sont donc réajustées en temps réel par l'opérateur en fonction du comportement observé : un ménisque qui atteint immédiatement le sommet de la cellule est le signe d'un évaporateur surchauffé. Au contraire, de petites amplitudes d'oscillations indiquent un manque de puissance.

La recherche d'un point de fonctionnement optimal passe par l'étude de l'influence des paramètres ( $P_r$ ,  $T_c$ , et  $Q_e$ ) sur l'oscillation. Pour différentes valeurs de températures au condenseur et à l'évaporateur, on fait varier la pression dans le réservoir. L'amplitude de l'oscillation associée est caractérisée par la différence des températures de saturation correspondant aux points minimum et maximum de l'oscillation.

La figure 2.8 montre un démarrage en bifurcation : jusqu'à une pression  $P_r$  de 85 hPa, correspondant à  $P_{veq} = 35 \text{ hPa}$ , le ménisque ne produit aucune oscillation. Pour une petite perturbation au-delà de  $P_r = 85 \text{ hPa}$ , le système bascule dans un mode oscillant, avec des amplitudes importantes. À l'inverse, la disparition des oscillations est progressive : à mesure que  $P_r$  croît, l'amplitude diminue, puis s'annule à partir de  $P_r = 170 \text{ hPa}$ . Par ailleurs, on constate que lorsque les oscillations sont de forte amplitude, l'oscillation du ménisque est chaotique, et ne dépose pas de film. Les photographies 2.9 illustrent le film laissé par le ménisque lors de ces oscillations chaotiques. Ce régime

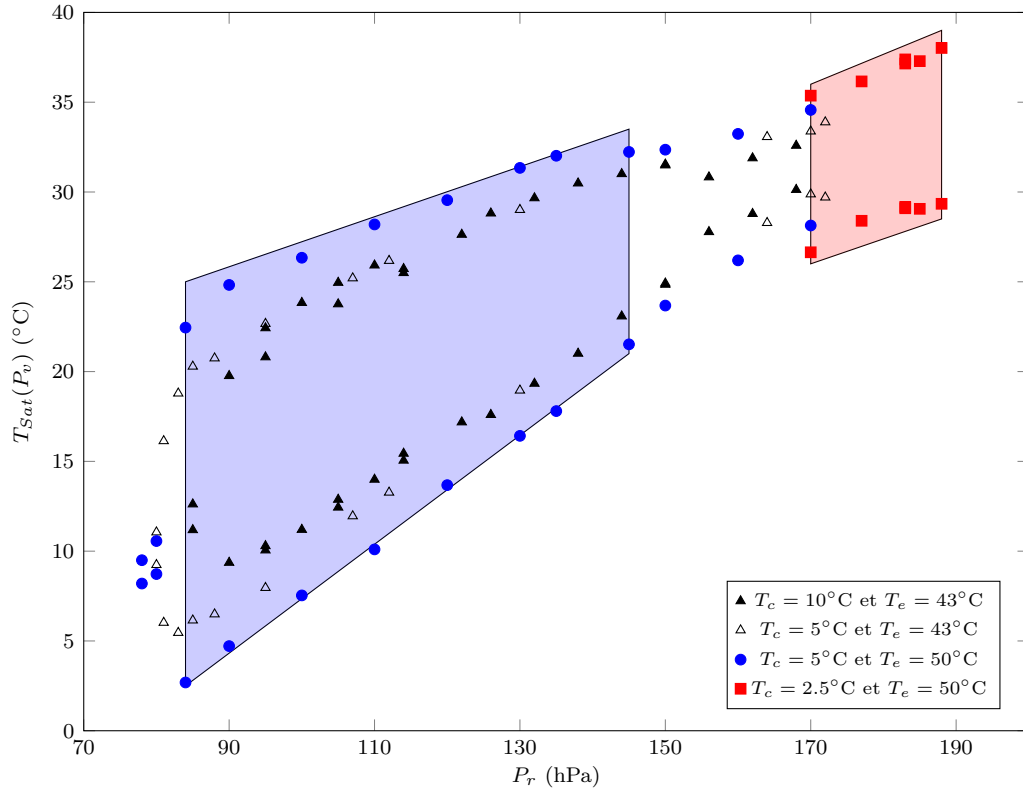


FIGURE 2.8. – Amplitudes des oscillations, représentées par les couples  $T_{sat\ inf}(P_v)$  et  $T_{sat\ sup}(P_v)$ , pour différents points de fonctionnement. Les deux zones colorées représentent les conditions d’une oscillation chaotique (bleu), et celle d’une oscillation où le film est continu, utile pour l’analyse (rouge).

apparaît pour des valeurs de  $P_r$  comprises entre 85 et 150 hPa. La zone concernée est représentée en bleu sur le graphe 2.8.

À partir de  $P_r = 145$  hPa, pour les trois premiers groupes de paramètres testés, on observe un régime de transition, où l’amplitude de l’oscillation est plus faible. Le ménisque dépose des films réguliers sur les hublots, mais l’amplitude est trop faible (et donc la durée du film est trop courte) pour permettre une analyse du film. Il semble toutefois que l’augmentation de la pression  $P_r$  favorise l’apparition des films. Pour un dernier couple de paramètre, avec un écart de température de  $47,5$  °C (le plus grand), au-delà de  $P_r = 170$  hPa, l’oscillation se stabilise, les films sont réguliers (photographies 2.10), et l’amplitude est suffisante pour permettre une observation durable du film. On note que l’augmentation de l’écart de température entre le condenseur et l’évaporateur va dans le sens de la stabilisation des oscillations. Ce régime, appelé régime d’observation, est atteint pour un nombre très restreint de points de fonctionnement. Les deux régimes observés peuvent être visionnés sur des vidéos, dont les liens sont donnés en annexe C. Ces régimes et leurs conditions d’apparition ne font pas l’objet d’une analyse dans cette thèse. Il s’agit simplement d’une observation expérimentale, à laquelle nous avons assisté en tentant d’accéder à un point de fonctionnement stable et optimal pour la visualisation des films.

Dès qu’un point de fonctionnement en régime d’observation est obtenu, on peut commencer à modifier les puissances de chauffe sur les deux hublots, l’objectif étant d’obtenir une face plus chaude que l’autre, de façon à faire disparaître un film plus rapidement que l’autre. Le point de fonctionnement idéal est obtenu pour :  $Q_{e1} = 1$  W,  $Q_{e2} = 13$  W (en haut des hublots),

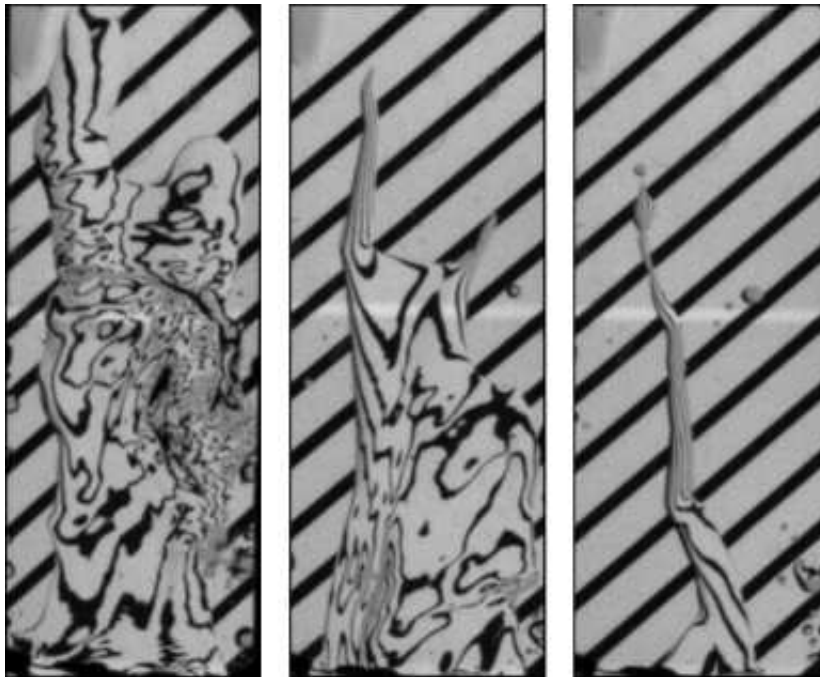


FIGURE 2.9. – Apparition du film en régime chaotique. Le ménisque vient de terminer son aller-retour dans la partie visible de l'évaporateur, et se trouve à présent plus bas. Le lien conduisant à la vidéo correspondante est en annexe C, figures C.2 et C.3.

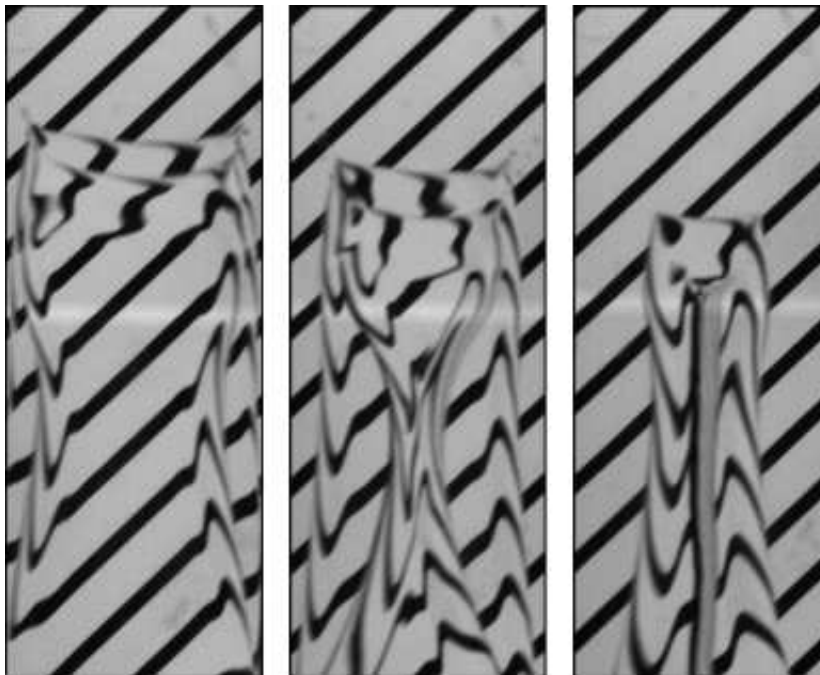


FIGURE 2.10. – Récession du film en régime d'observation. Le lien conduisant à la vidéo correspondante est en annexe C, figure C.4.

$Q_{e3} = 3 \text{ W}$ ,  $Q_{e4} = 47 \text{ W}$  (en bas). Il permet la disparition quasi-instantanée du film sur la face plus chaude (côté source lumineuse), et l'observation du film sur la face opposée (côté caméra). Le lien internet donnant accès à la vidéo de cette oscillation est donné en annexe C, figure C.5. Lorsque les régimes de fonctionnement et d'observation souhaités sont définitivement établis, il est possible de faire varier les paramètres  $P_r$  (et donc  $\bar{P}_v$ ) ou  $T_c$ , pour appréhender leur influence sur la dynamique du système.

### 2.3.3. Oscillations en régime établi

Le régime établi que l'on étudie dans toute la suite est une phase d'oscillations auto-entretenues. La pression dans le réservoir est maintenue constante ( $P_r = 236 \pm 1 \text{ hPa}$ ), ainsi que la température au condenseur ( $T_c \simeq 0 \text{ °C}$ ). Dans ce type de régime, la fréquence et l'amplitude de l'oscillation restent parfaitement stables durant plusieurs heures. La pression dans la bulle de vapeur oscille de manière parfaitement périodique (figure 2.11). Les températures à l'évaporateur (qui, pour rappel, sont mesurées à l'extérieur des hublots) sont constantes (figure 2.12). La reproductibilité a été vérifiée lors de l'application des mêmes conditions de fonctionnement, à l'occasion de plusieurs campagnes d'essais. Il faut également mentionner que l'oscillation est robuste : le fonctionnement auto-entretenu n'est pas perturbé par des modifications importantes de la pression dans le réservoir ou de la température au condenseur. L'amplitude ou la fréquence peuvent varier en fonction de ces paramètres, mais l'oscillation se poursuit.

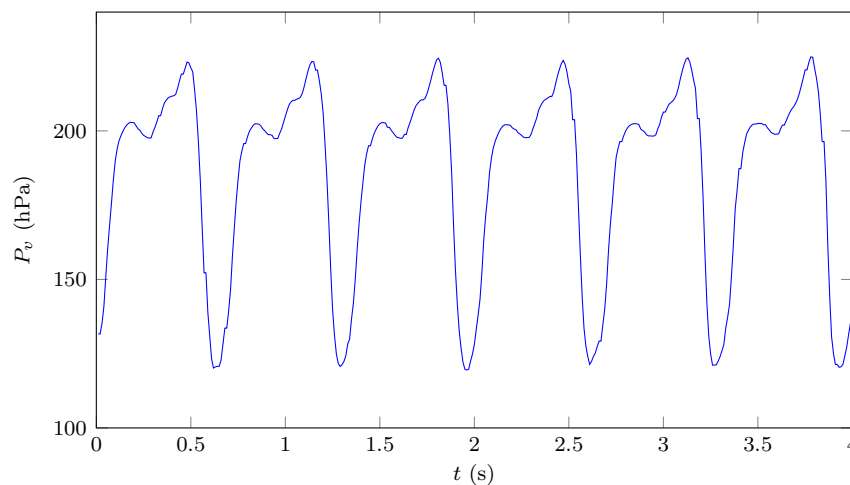
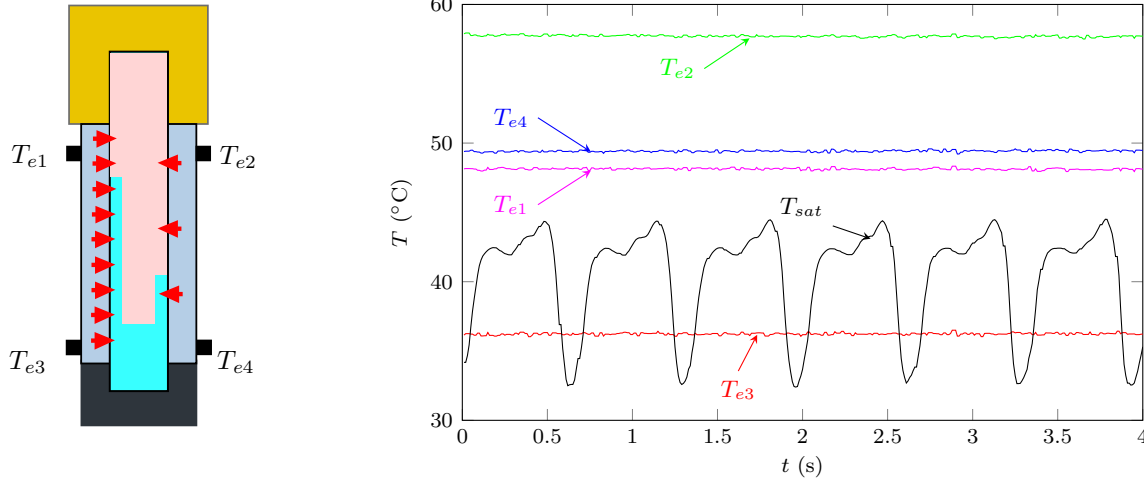


FIGURE 2.11. – Motifs du signal de pression  $P_v$ .

L'interface libre du ménisque et des films est à saturation. La température de saturation  $T_{sat}$  est calculée à partir de la pression  $P_v$  selon la courbe de vapeur saturante de l'éthanol, disponible en annexe B. Les températures des hublots, imposées par la répartition de puissance décrite au paragraphe précédent, sont représentées sur la figure 2.12. Le hublot comprenant les chauffages  $Q_{e2}$  et  $Q_{e4}$ , côté éclairage, est en permanence surchauffé par rapport à la température de saturation.

Lorsque le gradient thermique longitudinal est établi (figure 2.12), les oscillations sont entretenues par un cycle d'évaporation et condensation du fluide [92]. Lorsque le ménisque redescend de sa position maximum, un film est déposé sur chaque hublot. À cause de l'inertie thermique des





(a) Rappel des emplacements des capteurs et de la répartition de puissance.

(b) Températures à l'évaporateur, lors de la phase d'oscillations auto-entretenues :  $T_{sat}(P_v)$  (noir),  $T_{e1} = 47^\circ\text{C}$  (rose),  $T_{e2} = 57^\circ\text{C}$  (vert),  $T_{e3} = 37^\circ\text{C}$  (rouge),  $T_{e4} = 49^\circ\text{C}$  (bleu).

FIGURE 2.12. – Évolution des températures à l'évaporateur.

hublots, les températures ne varient pas au cours de l'oscillation. Le film qui est déposé sur la face plus chaude disparaît plus rapidement. De l'autre côté, le haut du hublot ( $T_{e2}$ ) est plus chaud que le bas ( $T_{e4}$ ). Les films s'évaporent, et la pression de vapeur  $P_v$  augmente (figure 2.11). Lorsque le ménisque, en descendant, atteint la section adiabatique et le condenseur, où la température de paroi est inférieure à  $T_{sat}$ , de la vapeur se condense sur les films déjà formés. En même temps, la descente du ménisque implique l'expansion de la bulle. Ces deux derniers phénomènes compensent la production de vapeur sur les films de l'évaporateur, et concourent à la baisse de  $P_v$ . Lorsque la différence de pression  $P_r - P_v$  est suffisamment grande, la force de rappel exercée sur le ménisque permet sa remontée dans l'évaporateur, à sa position initiale, où un nouveau cycle peut s'amorcer.

En résumé, le démarrage est délicat, mais une fois l'oscillation obtenue, le mécanisme décrit au paragraphe précédent joue le rôle de moteur. Il empêche le mouvement de s'amortir et d'atteindre une position d'équilibre. Ce mécanisme est décrit et discuté au chapitre 4.

# Chapitre 3.

## TECHNIQUES OPTIQUES

### Sommaire

---

<b>3.1. Obtention du profil du film - Déflexion de grille</b> . . . . .	<b>40</b>
3.1.1. Principe . . . . .	40
3.1.2. Expression analytique de la déflexion en 2D . . . . .	42
3.1.3. Prise en compte des effets 3D . . . . .	44
3.1.3.1. Hypothèse . . . . .	44
3.1.3.2. Définition des repères . . . . .	45
3.1.3.3. Calcul de la déflexion pour chaque point . . . . .	45
3.1.4. Intégration . . . . .	47
3.1.5. Algorithme de traitement d'image . . . . .	48
<b>3.2. Mesure de l'épaisseur centrale - Interférométrie</b> . . . . .	<b>52</b>
3.2.1. Principe . . . . .	52
3.2.2. Fonctionnement du spectromètre . . . . .	53
3.2.3. Traitement des signaux . . . . .	55
3.2.4. Mise en œuvre . . . . .	56
<b>3.3. Reconstruction 3D complète</b> . . . . .	<b>57</b>
3.3.1. Calcul de l'épaisseur . . . . .	57
3.3.2. Mesure de l'angle de contact apparent . . . . .	58
<b>3.4. Incertitudes de mesure</b> . . . . .	<b>59</b>
3.4.1. Étalonnage de la mesure de pente . . . . .	59
3.4.2. Influences de la détection de contour et de l'indice optique . . . . .	60
3.4.3. Étalonnage de la mesure d'épaisseur . . . . .	62
3.4.4. Mesure de l'épaisseur en oscillations forcées . . . . .	63

---

À l'issue de l'obtention des oscillations auto-entretenues dans le dispositif expérimental, des films sont déposés à chaque passage du ménisque dans la cellule de Hele-Shaw. Les films sont visibles, et il est possible d'en isoler un seul en chauffant un hublot plus fort que l'autre. À présent, les techniques de mesure des caractéristiques du film doivent être mises en place. Ces techniques sont impérativement non-intrusives : il s'agit donc de méthodes optiques. La première méthode est la déflectométrie de grille. Elle est employée pour mener le relevé topographique du film au cours de sa durée de vie, et utilise le fait que le film liquide possède toutes les propriétés optiques d'un dioptre plan. La seconde méthode est l'interférométrie. Elle assure la mesure de l'épaisseur du film en différents points. Les deux méthodes sont complémentaires, et leur combinaison permet la reconstruction complète du profil du film à chaque instant de son évolution. Ce chapitre est dédié à la description de la méthode. Les résultats obtenus seront ensuite discutés au chapitre 5.

La mesure du profil du film liquide est nécessairement réalisée de manière non-intrusive, afin de ne perturber ni son évolution, ni la dynamique du PHP. La transparence complète de notre cellule de Hele-Shaw nous permet d'envisager les techniques optiques. Parmi elles, plusieurs solutions utilisent les propriétés de réfraction de la surface de liquide.

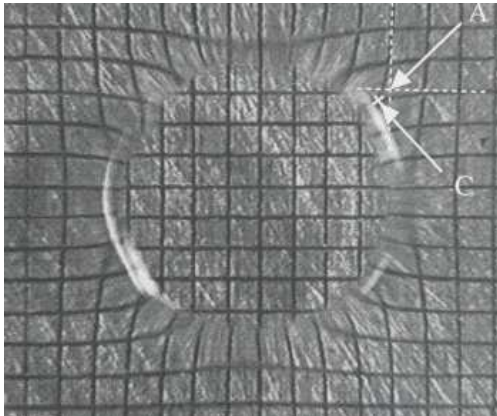
### 3.1. Obtention du profil du film - Déflexion de grille

#### 3.1.1. Principe

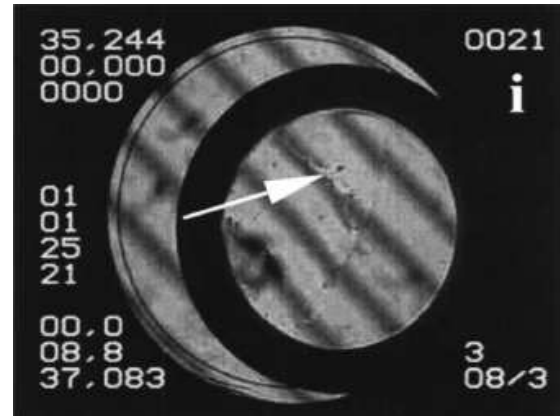
Le film liquide est un dioptre, capable de réfracter un rayon lumineux incident : un objet vu à travers le film pourra donc être déformé. Cette propriété est à l'origine de plusieurs techniques, dites de déflectométrie, consistant à analyser cette déformation afin d'en déduire le relief qui l'a provoquée.

Ce principe est utilisé pour la première fois par Andrieu *et al.* [6] pour la mesure d'angles de contact dynamiques lors du démouillage d'un liquide visqueux (figure 3.1(a)). Gurfein *et al.* [48] l'utilisent plus tard pour caractériser la variation d'indice optique dans un milieu stratifié transparent, puis il est adapté par Hegseth *et al.* [50] pour l'observation du comportement d'une bulle, en absence de gravité et au voisinage du point critique. Dans cette expérience, la bulle observée est enfermée dans une cellule composée de deux hublots transparents en vis-à-vis. Un objectif et une grille sont placés successivement entre la cellule et le capteur CCD. La cellule est rétro-éclairée par une source de lumière parallèle. Initialement, il existe un film de liquide d'épaisseur homogène entre la bulle et les hublots. Selon les conditions expérimentales, ce film peut s'évaporer localement. Dans ce cas, une ligne triple est créée, et l'épaisseur du film n'est plus homogène : l'interface entre le film et la bulle est courbe, ou inclinée. Les rayons lumineux incidents sont donc réfractés à la surface du film, et l'image de la grille vue sur l'écran CCD apparaît déformée (figure 3.1(b)).

De façon similaire, la forme d'un bourrelet de démouillage est observée par Delon *et al.* [34, 35] et leur « méthode du fil », qui combine la propriété de réfraction de la surface et l'utilisation d'une ombre chinoise. Dans leur expérience, le film, entouré d'un bourrelet de démouillage, apparaît lorsque une plaque non-mouillante est tirée progressivement d'un bain de liquide visqueux. Un fil métallique tendu est placé devant le film. L'ombre du fil est réfléchiée sur la plaque, après avoir été réfractée par la surface du bourrelet. L'image du fil est déformée, et l'analyse de cette déformation fournit le profil du bourrelet de démouillage.



(a) Démouillage d'un film d'huile par la méthode d'Andrieu *et al.* [6]. Les points A et C représentent l'objet réel de la grille, et son image virtuelle à travers le film démoillant.



(b) Accrochage d'une ligne de contact sur un défaut du substrat (repéré par la flèche blanche), par Hegseth *et al.* [50].

FIGURE 3.1. – Observations réalisées à partir de techniques de déflectométrie.

La méthode de Schlieren, adaptée par Moisy *et al.* [86] pour réaliser la topographie d'une interface eau-air, a également retenu notre attention. Un mouchetis de points noirs, aléatoirement répartis, est placé sous la couche de liquide dont on souhaite déterminer le profil. L'image de ce motif, filmée de l'autre côté de la surface du liquide, est ensuite analysée par corrélations d'images.

Dans les trois exemples précédents, l'analyse image par image permet de remonter à une évolution temporelle des surfaces observées. Si la méthode de Schlieren permet de couvrir une large surface, elle est cependant réservée à des profils faiblement inclinés. Dans notre cas, l'inclinaison sur les flancs des bourrelets est forte (jusqu'à environ  $20^\circ$ ) : l'amplitude des déflexions risque de conduire à un problème d'identification des points de l'image déformée.

La méthode originelle d'Andrieu, Gurfein, Hegseth *et al.* reste finalement la plus appropriée. La figure 3.2 représente notre adaptation de cette technique. La source de lumière en arrière-plan est diffuse. La grille est intercalée entre la source et la cellule. La caméra est placée à une grande distance, et ne collecte que les rayons parallèles à l'axe optique. Dans notre cas, l'utilisation d'une grille avec intersections de fils, comme celle d'Andrieu, n'est pas judicieuse : le choix d'une grille à fils inclinés, tous dans la même direction, suffit à fournir assez d'information pour une reconstruction complète sans compliquer le traitement d'image. Pour s'affranchir d'une source d'incertitude, notre dispositif nous permet de n'observer qu'un seul film (cf. paragraphe 2.3.2).

Sur le zoom de la figure 3.3, la droite en pointillés rouges représente le contour réel du fil de la grille. La coupe transversale selon les pointillés bleus est représentée dans l'encart en dessous. Le rayon lumineux en provenance du point objet réel sur la grille, noté A, semble provenir du point objet virtuel noté B. Il nous faut donc obtenir une fonction qui, à tout point image B, associe un unique point objet A, en fonction de l'inconnue du problème : l'inclinaison de l'interface liquide.

La géométrie hémicylindrique des bourrelets de démouillage [32] présuppose que la réfraction des rayons lumineux a lieu majoritairement selon la direction orthogonale à la ligne triple ( $\vec{BA}$  sur le zoom de la figure 3.3). Le bourrelet peut être modélisé, en chaque point de sa surface, par un prisme formant un angle  $\alpha$  avec le plan de saphir. La déviation des rayons lumineux, produite

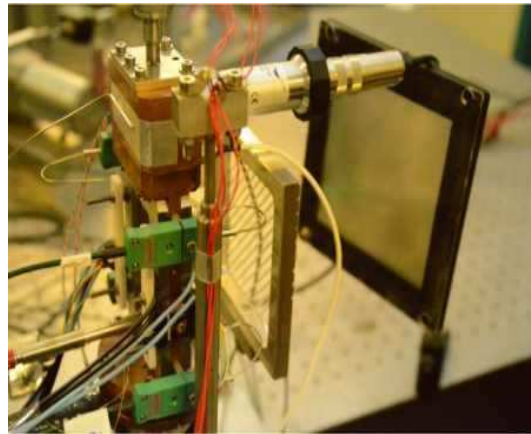
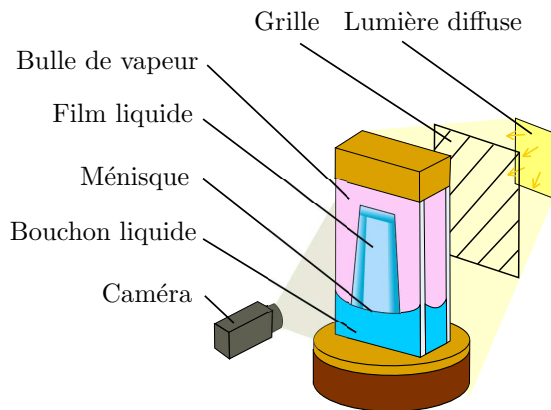


FIGURE 3.2. – Mise en œuvre de la technique de mesure par déflexion de grille sur notre expérience.

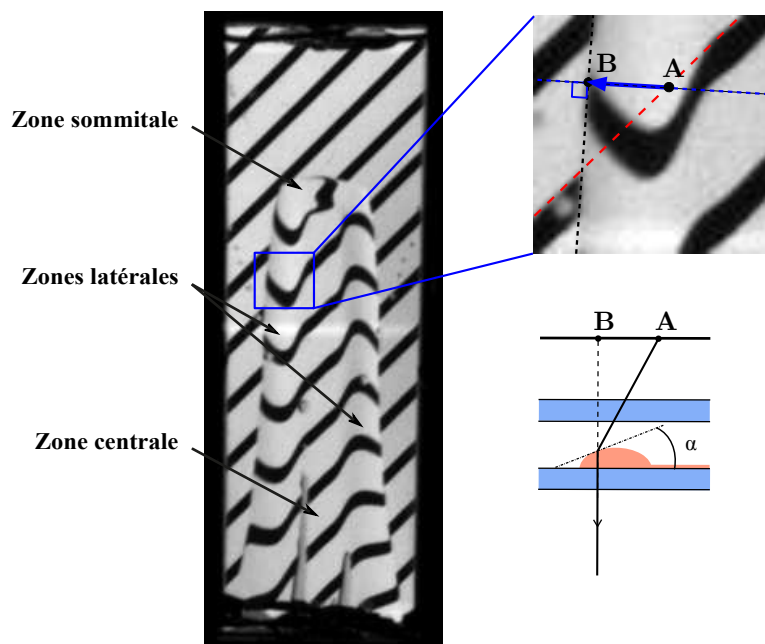


FIGURE 3.3. – Repérage des différentes zones caractéristiques du film sur une image issue de la caméra. Droite : exemple d'un point objet et de son image décalée.

par l'interface de ce prisme, est fonction de l'angle  $\alpha$  (inconnu) et de la distance entre la grille et l'interface (connue). En mesurant précisément cette déviation, il est possible de remonter à l'angle  $\alpha$ , puis de reconstruire le profil d'épaisseur du film.

### 3.1.2. Expression analytique de la déflexion en 2D

Dans ce paragraphe, on décrit exclusivement la réfraction du rayon lumineux dans une coupe droite du film selon la direction orthogonale à la ligne triple, notée  $\vec{l}$ . La figure 3.4 présente une coupe de la cellule de Hele-Shaw selon l'axe  $\vec{l}$ . Le rayon lumineux incident est successivement réfracté sur les différentes interfaces. On retrouve : A le point objet réel sur le fil, et B l'image du point A, vu par la caméra, après les diverses réfractions sur les interfaces. On note  $\alpha$  l'angle de la tangente au point d'incidence et  $h$  l'épaisseur de liquide selon l'axe optique. Le calcul des angles de

réfraction doit nous permettre d'obtenir une fonction de passage de A à B. Les distances  $d_{air}$ ,  $d_s$  et  $d_c$  représentent respectivement la distance entre la grille et la cellule, l'épaisseur du hublot de saphir et la largeur du canal de la cellule (c'est-à-dire l'interstice entre les deux hublots).

La focale de la caméra est réglée à l'infini. On suppose donc que les rayons collectés sont parallèles à l'axe optique. Le théorème de retour inverse de la lumière nous permet de reconstruire le trajet lumineux dans le sens opposé de propagation du rayon, c'est-à-dire de la caméra vers la source lumineuse. Le hublot de saphir est une lame à faces parallèles, et il ne modifie pas la trajectoire du rayon lumineux d'incidence nulle entre la caméra et la surface du film.

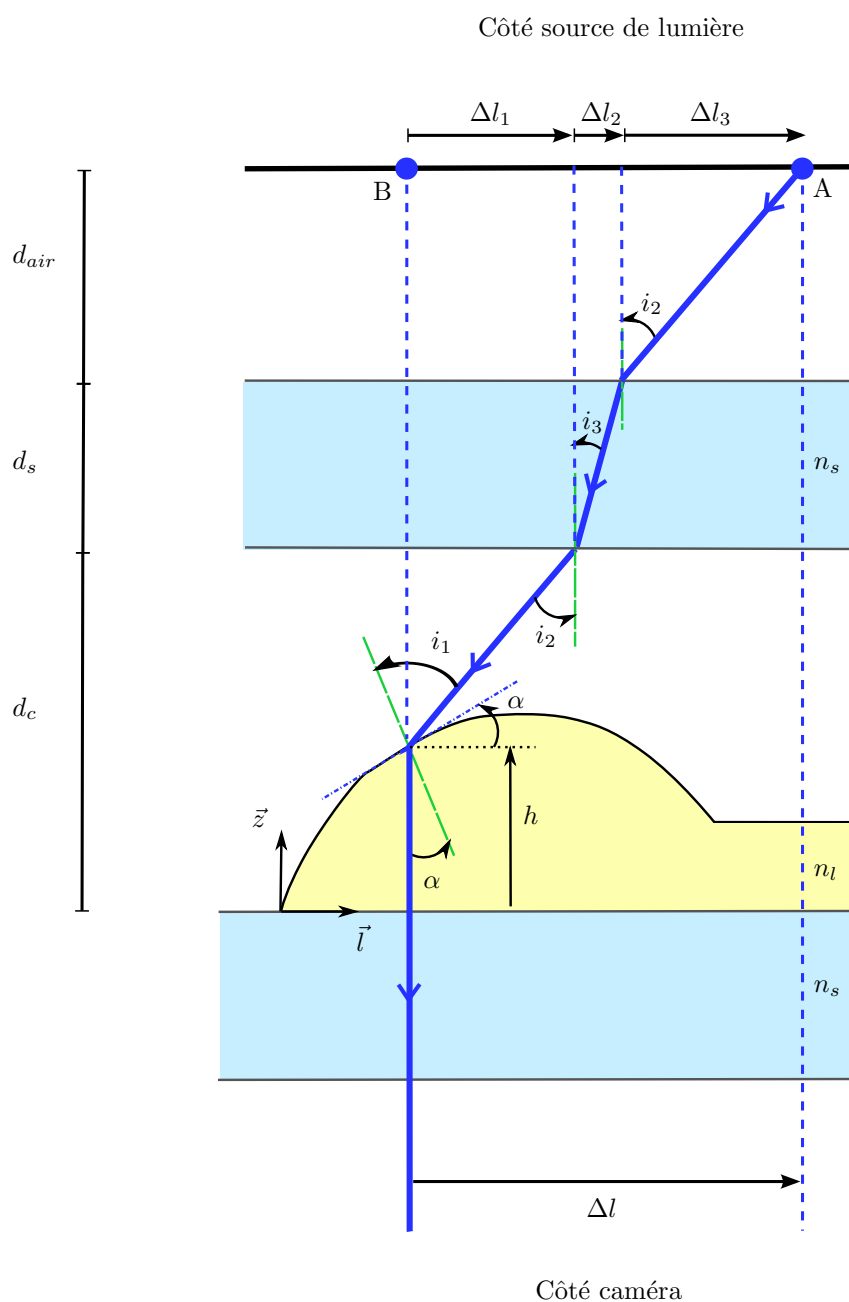


FIGURE 3.4. – Chemin du rayon lumineux dans le plan  $(\vec{l}, \vec{z})$  orthogonal à la ligne triple. Le schéma n'est pas à l'échelle : en réalité, la distance  $d_{air}$  est très grande devant  $d_s$  et  $d_c$ .

La déflexion du point objet A vers le point image B est notée  $\Delta l = l_A - l_B$ . On applique la loi de Snell-Descartes à chaque interface. Les angles sont orientés positivement dans le sens trigonométrique. L'indice de réfraction dans la vapeur d'éthanol et dans l'air sont égaux à 1, et les indices de réfraction dans l'éthanol liquide et le substrat en saphir sont notés respectivement  $n_l = 1,355$  et  $n_s = 1,78$ . Sur l'interface libre du bourrelet :

$$\sin(i_1) = n_l \sin(\alpha) \quad (3.1)$$

Sur les interfaces vapeur d'éthanol/saphir et saphir/air :

$$\sin(i_2) = n_s \sin(i_3) \quad (3.2)$$

où  $i_2 = i_1 - \alpha$  (figure 3.4). Les déflexions engendrées par chaque surface s'expriment :

$$\Delta l_1 = (d_c - h) \tan(i_2) \quad (3.3)$$

$$= \simeq d_c \tan(i_2) \quad (3.4)$$

$$\Delta l_2 = d_s \tan(i_3) \quad (3.5)$$

$$\Delta l_3 = d_{air} \tan(i_2) \quad (3.6)$$

La déflexion globale  $\Delta l$  est la somme des déflexions engendrées par chaque interface :

$$\Delta l = \Delta l_1 + \Delta l_2 + \Delta l_3 \quad (3.7)$$

En pratique, la dernière déviation est largement prépondérante :  $\Delta l_3 \gg \Delta l_1 + \Delta l_2$ , car  $d_{air} = 6$  cm,  $d_c = 2$  mm, et  $d_s = 2$  mm (c'est-à-dire  $d_{air} \gg d_c$  et  $d_{air} \gg d_s$ ). L'équation (3.1) permet d'exprimer  $\Delta l$  uniquement en fonction de l'angle  $\alpha$  :

$$\Delta l \simeq d_{air} \tan(\arcsin(n_l \sin \alpha) - \alpha) \quad (3.8)$$

On note que, comme  $n_l > 1$ ,  $\Delta l$  est de même signe que  $\alpha$ . Connaissant la déviation  $\Delta l$ , la résolution numérique de l'équation (3.8) permet l'obtention de l'angle  $\alpha$ . Puisque l'angle  $\alpha$  est défini dans le repère  $(\vec{l}, \vec{z})$ ,

$$\frac{dh}{dl} = \tan \alpha, \quad (3.9)$$

avec  $h$  l'épaisseur, et  $l$  la coordonnée associée à l'axe  $\vec{l}$ . L'intégration de cette équation nous permet d'obtenir la variation d'épaisseur  $h(l)$ .

### 3.1.3. Prise en compte des effets 3D

#### 3.1.3.1. Hypothèse

Il nous faut établir une relation unique entre l'ensemble des points objets et l'ensemble des points images. Or, les deux ensembles sont des lignes (droites pour l'ensemble objet, et déformées pour l'ensemble image). Il faut donc définir une direction pour chaque point B image, de façon à trouver son objet A comme l'intersection de la ligne droite (suivant cette direction) avec la ligne d'objet que

l'on connaît. En réalité, cette direction est celle de la plus forte pente du film dans le point B, qu'il est impossible de trouver expérimentalement. Une hypothèse est nécessaire.

Il sera prouvé dans la suite que la température de la paroi est seule responsable du recul du bourrelet. Or, la température de la surface est rendue homogène par la forte diffusivité thermique du saphir. Le bourrelet recule donc de façon homogène sur tout le pourtour, ce qui justifie l'hypothèse suivante : la pente du film selon la ligne triple est négligeable en regard de celle selon l'axe  $\vec{l}$ .

La direction de l'axe  $\vec{l}$  peut varier d'un point B de l'image à un autre. Sur la figure 3.3, on distingue trois zones où la ligne triple est droite : elle est horizontale sur la zone sommitale, et inclinée sur les parties latérales (gauche et droite). Aussi, on peut ne définir que trois directions différentes de l'axe  $\vec{l}$ , selon la zone considérée. On observe notamment que la déflexion existe seulement au voisinage de la ligne triple : elle indique l'emplacement du bourrelet.

L'inclinaison à  $45^\circ$  des fils de la grille a été choisie de façon à maximiser l'angle entre les fils et la ligne triple sur tout le pourtour du bourrelet. Le grand nombre de fils est nécessaire pour retracer la surface avec le plus de points possible.

### 3.1.3.2. Définition des repères

On définit une base  $(\vec{x}, \vec{y})$  du repère cartésien du plan de l'image. Le vecteur  $\vec{x}$  est orienté de gauche à droite et le vecteur  $\vec{y}$  de bas en haut (figure 3.5). L'origine du repère cartésien se situe dans le coin inférieur gauche du hublot. Pour chaque zone du bourrelet, on définit également une base  $(\vec{l}, \vec{z})$  du repère orthogonal à la ligne triple. Le vecteur  $\vec{l}$  appartient au plan défini par  $(\vec{x}, \vec{y})$ . Il est orienté vers l'intérieur du film liquide. Le vecteur  $\vec{z}$  est orthogonal au plan  $(\vec{x}, \vec{y})$ . Il est orienté de telle sorte que l'épaisseur  $h$  soit positive. Le film observé est celui qui se trouve côté caméra. Le vecteur  $\vec{z}$  est donc orienté de l'extérieur vers l'intérieur de la cellule (figure 3.5). Il donne la direction de l'axe optique. Par ailleurs, les deux bourrelets latéraux sont légèrement inclinés par rapport à la direction horizontale  $\vec{x}$ . Leurs lignes triples sont des lignes droites, formant respectivement un angle  $\phi_g$  et  $\phi_d$  avec  $\vec{x}$ . Dans la suite, ces angles seront notés  $\phi_j \geq 0$ ,  $j$  pouvant prendre les valeurs  $g, d, s$ , selon si l'on se réfère au côté gauche, droit, ou à la partie sommitale.

Ce choix d'orientation des axes permet une lecture identique de la figure 3.4 quelle que soit la zone de bourrelet considérée. Le point de référence  $O$  de la base  $(\vec{l}, \vec{z})$  dépend du point image B considéré, et est par conséquent mobile.

### 3.1.3.3. Calcul de la déflexion pour chaque point

La figure 3.6 illustre la construction géométrique permettant ensuite d'extraire  $\Delta l$ . Le point B est l'image du point A. Le point C est la projection verticale du point B sur le fil de référence. L'écart vertical entre ces points B et C est défini par :  $\Delta y = y_B - y_C$ . On en déduit ensuite le déplacement réel  $\Delta l$  par construction.

On introduit  $\beta_g = \beta$  et  $\beta_d = -\beta$  selon le côté du bourrelet considéré. Dans la suite, on le notera simplement  $\beta_j$ , avec  $j = \{g, d\}$ . Quel que soit le côté observé, le théorème des sinus appliqué au



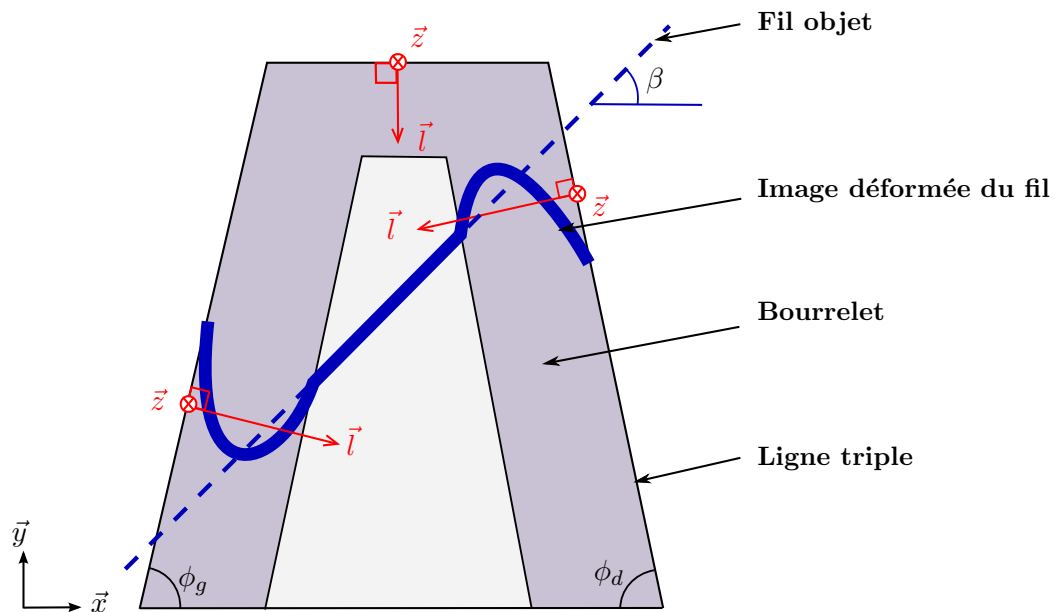


FIGURE 3.5. – Définition des repères d'étude pour chaque zone du bourrelet.

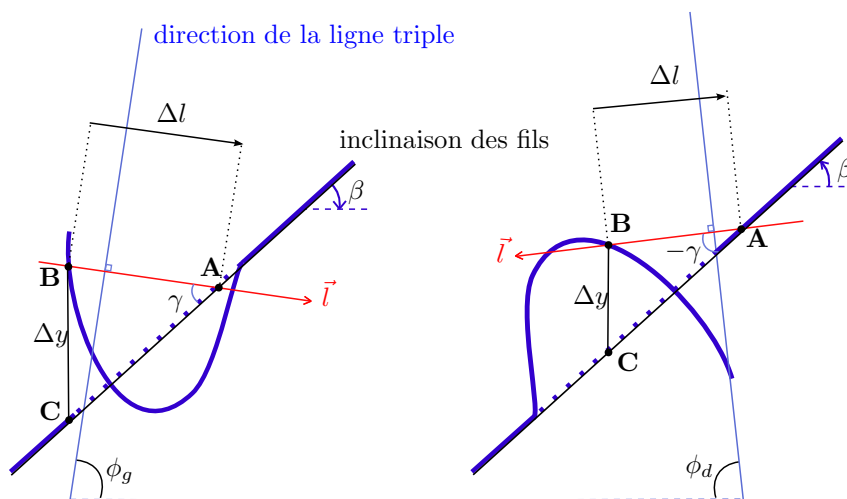


FIGURE 3.6. – Représentation géométrique de la déflexion  $\Delta l$  pour les parties latérales gauche et droite du bourrelet.

triangle ABC donne :

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)}{\Delta l} = \frac{\sin(\gamma)}{\Delta y} \quad (3.10)$$

On remarque que  $\gamma = \frac{\pi}{2} - \phi_j + \beta_j$ . D'après l'équation (3.10) :

$$\Delta l = \frac{\cos(\beta)}{\cos(\beta_j - \phi_j)} \Delta y \quad (3.11)$$

Finalement, en mesurant le déplacement  $\Delta y$  sur l'image de la caméra, on en déduit  $\Delta l$  grâce à l'équation (3.11).

### 3.1.4. Intégration

L'intégration numérique de l'équation (3.9) nécessite la connaissance de la coordonnée  $l_i$  de chaque point  $B_i$  de l'image du fil, où  $i$  varie entre 1 et  $N$ .

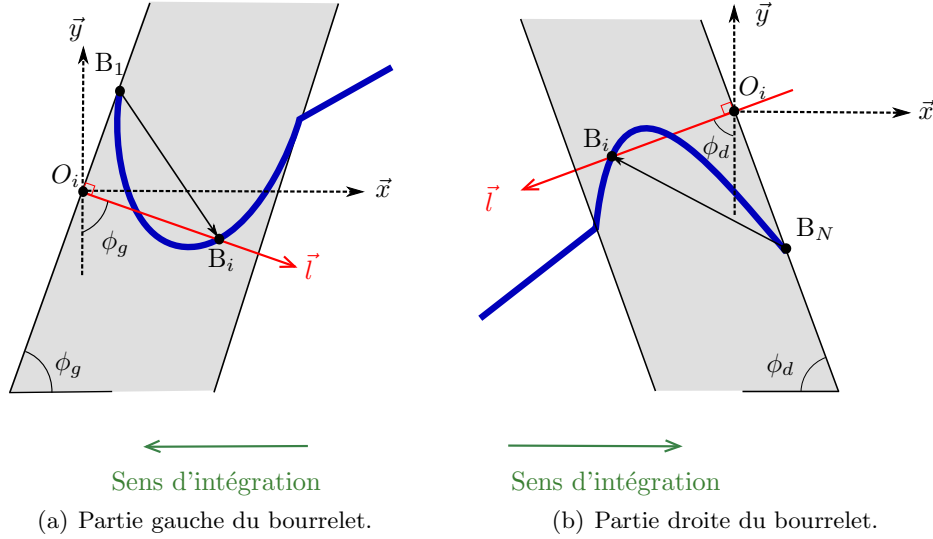


FIGURE 3.7. – Constructions géométriques permettant l'obtention de l'abscisse de  $B_i$  sur l'axe  $O_i l$ .

Les points  $B_1$  (figure 3.7(a)) et  $B_N$  (figure 3.7(b)) appartiennent respectivement à la partie gauche et droite de la ligne triple. Notons  $O_i$  l'origine du repère  $(\vec{x}, \vec{y})$  défini pour le point  $B_i$ .  $O_i$  est l'intersection de l'axe  $\vec{l}$  avec la ligne triple. La figure 3.7 représente la construction géométrique permettant d'obtenir l'abscisse  $l_i$  du point  $B_i$  sur l'axe  $\vec{l}$ . On a :  $l_i = O_i B_i \geq 0$ . Par ailleurs, l'origine  $O_i$  permet de définir les axes mobiles  $O_i x$  et  $O_i y$ . Les coordonnées dans le repère  $x O_i y$  du point  $B_i$  sont notées  $(x_i; y_i)$ , avec  $i = 1 \dots N$ .  $\vec{e}_l$  est le vecteur unitaire de  $O_i l$  :  $\vec{e}_l = (\sin \phi_g, -\cos \phi_g)$  du côté gauche et  $\vec{e}_l = (-\sin \phi_d, -\cos \phi_d)$  du côté droit. L'abscisse  $l_i$  pour le bourrelet gauche est la projection sur  $\vec{l}$  du vecteur  $\overrightarrow{B_1 B_i}$ ,

$$l_i = \overrightarrow{B_1 B_i} \cdot \vec{e}_l$$

Avec  $\overrightarrow{B_1 B_i} = (x_i - x_1; y_i - y_1)$  :

$$l_i = (x_i - x_1) \sin \phi_g - (y_i - y_1) \cos \phi_g \quad (3.12)$$

Du côté droit, on obtient, par définition des points  $B_1$  et  $B_N$  :

$$\begin{aligned} l_i &= \overrightarrow{B_N B_i} \cdot \vec{e}_l \\ l_i &= -(x_i - x_N) \sin \phi_d - (y_i - y_N) \cos \phi_d \end{aligned} \quad (3.13)$$

Connaissant les abscisses  $l_i$  pour chaque point du contour déformé, on discrétise l'équation (3.9) pour chaque zone de bourrelet. On note que  $l_1 = l_N = 0$ . Sur la zone gauche :

$$h_i = (l_i - l_{i+1}) \frac{\tan \alpha_{i+1} + \tan \alpha_i}{2} + h_{i+1} \quad (3.14)$$

Sur la zone droite, la formule est différente, car le sens de numérotation des points est opposé à la direction de l'axe  $\vec{l}$ .

$$h_{i+1} = -(l_{i+1} - l_i) \frac{\tan \alpha_i + \tan \alpha_{i+1}}{2} + h_i \quad (3.15)$$

L'intégration est effectuée à partir du centre du film vers les bords. La valeur de l'épaisseur centrale du film reste à définir (cf. chapitre 3.2). Il faut également remarquer que l'épaisseur  $h_i$  du film est déterminée pour les points  $B_i(x_i, y_i)$  le long de l'image déformée du fil, et non le long de la ligne droite du fil de référence.

### Cas particulier du bourrelet supérieur

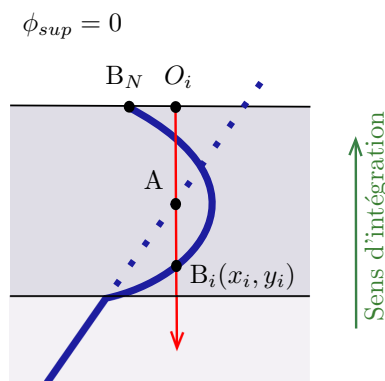


FIGURE 3.8. – Partie supérieure du bourrelet.

Dans le cas de la partie supérieure du bourrelet, la ligne triple est horizontale :  $\phi_s = 0$ . La perpendiculaire à la ligne triple,  $O_i l_i$ , est donc confondue avec  $O_i y_i$ . Il en résulte quelques simplifications géométriques. D'après l'équation (3.11) :

$$\Delta l = -\Delta y \quad (3.16)$$

La figure 3.8 montre l'obtention de l'abscisse des points images selon la perpendiculaire à la ligne triple ( $O_i y_i$  ici). On observe que, par construction :

$$l_i = O_i B_i = y_i - y_N \quad (3.17)$$

L'intégration s'effectue ensuite selon le même schéma que précédemment (équation (3.14)).

### 3.1.5. Algorithme de traitement d'image

Sur la base de ce qui précède, l'algorithme général est le suivant :

1. Mesure de  $\Delta y_i$  pour chaque point  $B_i(x_i, y_i)$ ,  $i \in [1, N]$ .
2. Détermination de  $\Delta l_i$  et  $l_i$  géométriquement (équations (3.11), (3.12), (3.13), et (3.17)).
3. Obtention de l'angle  $\alpha_i$  à partir de  $\Delta l_i$  avec l'équation (3.8).
4. Résolution de l'équation (3.14) ou (3.15) pour déduire  $h_i$  en utilisant comme condition initiale l'épaisseur du film en son centre (cf. chapitre 3.2).

5. Tracé de la surface 3D :  $h_i = h(x_i, y_i)$ .
6. Utilisation de la reconstruction pour l'obtention de paramètres tels que l'angle de contact apparent le long de la ligne triple et le rayon de courbure du bourrelet.

L'extraction des paramètres  $\{\Delta y_i, x_i, y_i\}$  repose sur l'analyse des images, qui utilise principalement la détection de contour. Les images sont directement produites en séquence par la caméra, au format *bitmap* (figure 3.9). Seules les images ne comportant qu'un seul film sont analysées.

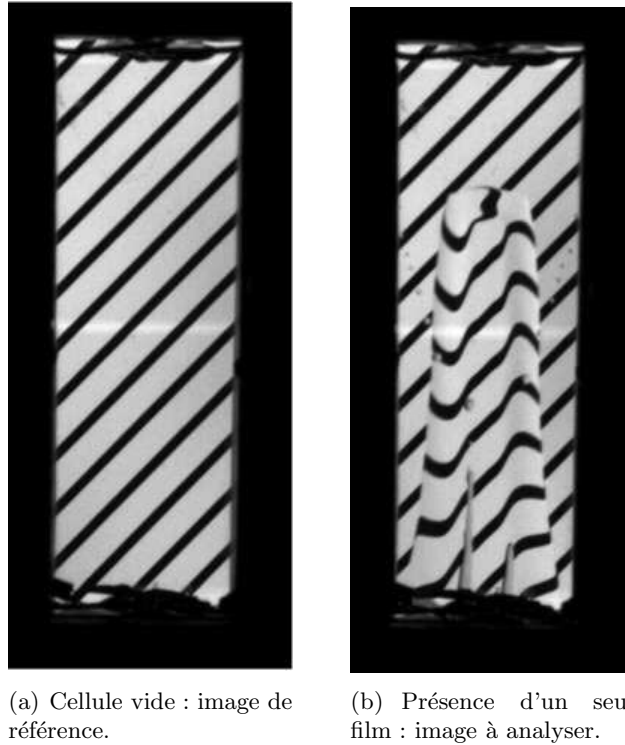


FIGURE 3.9. – Images filmées brutes. Sur la photographie (b), on note la présence de gouttelettes restant après la disparition du film sur le hublot le plus chaud.

### Préparation des images

Des fonctions préliminaires permettent de redimensionner toutes les images de la même manière, en supprimant les contours opaques du cadre. Elles sont ensuite traitées à la main, pour supprimer notamment les petites gouttelettes et autres résidus provenant du film sur le hublot opposé. Les images sont converties en image binaire selon un seuil noir/blanc choisi. Le choix du seuil est propre à chaque série de mesure. Il est déterminé de façon à conserver une discontinuité entre fils déformés et non-déformés, au niveau de la ligne triple. L'impact du seuil sur le résultat final est discuté dans la suite.

### Image de référence

Une image prise alors que la cellule est vide sert de référence (figures 3.9(a), 3.10(a)). Sur cette image, on détecte les contours supérieur et inférieur de chaque fil (respectivement en rouge et vert sur la figure 3.10(a)). Ces contours serviront de référence pour le fil déformé (figure 3.10(b)). Par ailleurs, une régression linéaire des points de ces contours nous permet de connaître l'angle  $\beta$  d'inclinaison

des fils de la grille par rapport à  $\vec{x}$ . Cet angle peut varier légèrement d'une expérience à l'autre, selon le positionnement de la grille et de la caméra. Sur l'image de référence, on détermine aussi le grandissement  $\Gamma$ , qui donne la taille réelle d'un pixel, en millimètres. Pour les essais analysés dans la suite, on donne :  $\beta \simeq 45^\circ$  et  $1 \text{ px} = 0,15 \text{ mm}$ .

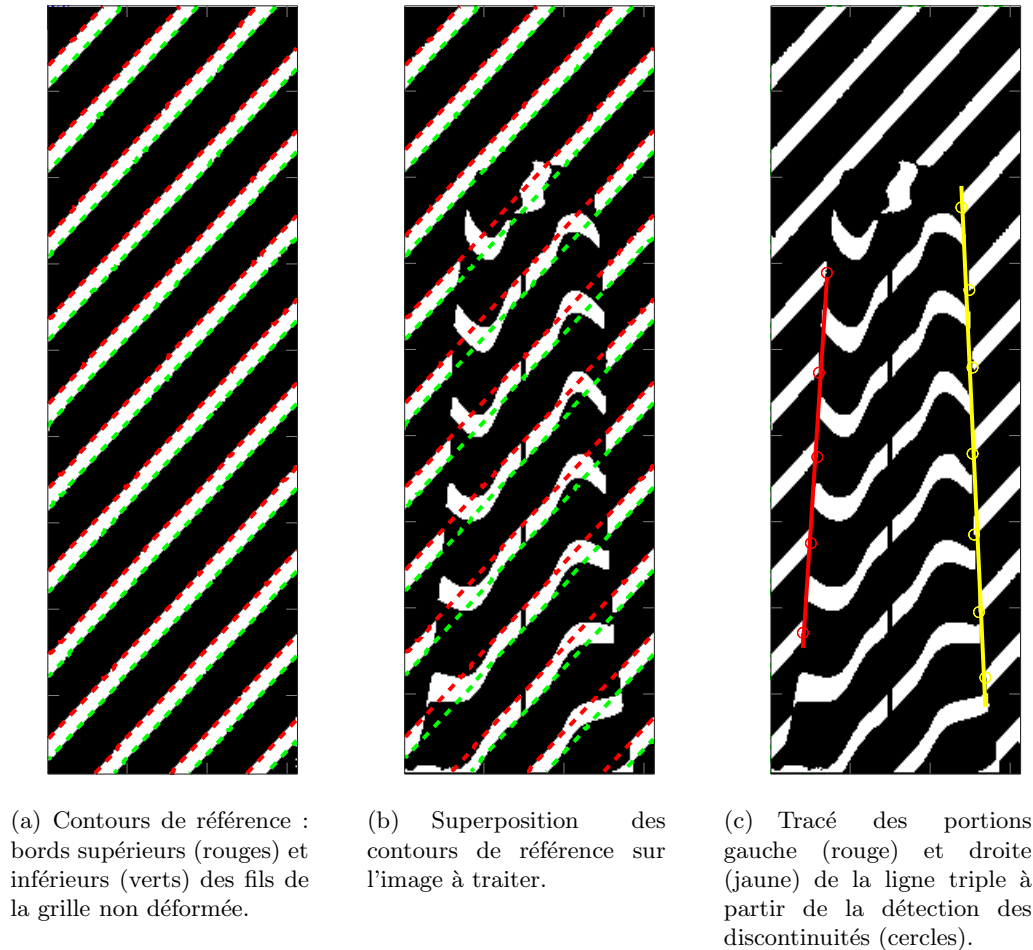


FIGURE 3.10. – Analyse d'images - phase 1.

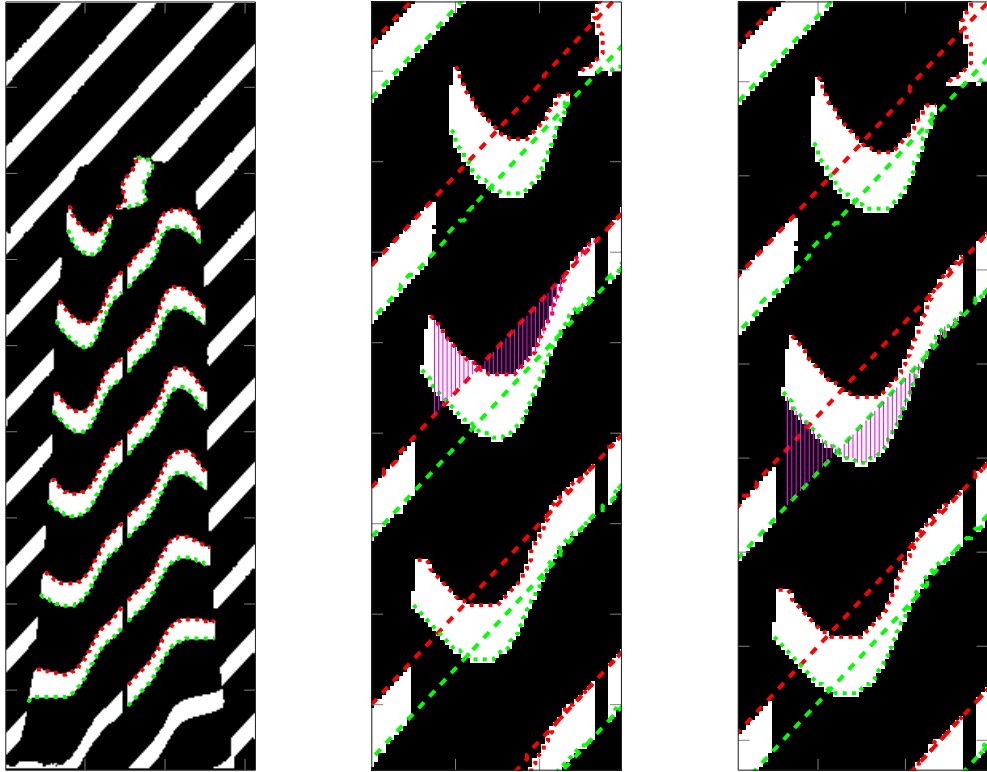
### Détermination de l'inclinaison des lignes triples gauche et droite

Au niveau de la ligne triple, on observe une discontinuité entre le fil non-déformé et le fil déformé (figure 3.9(b)). La détection de ces discontinuités permet de retracer la ligne triple pour chaque bourrelet (figure 3.10(c)). On détermine le coefficient directeur de la ligne droite, et l'angle  $\phi_j$  que fait la ligne de contact avec l'horizontale  $\vec{x}$  ( $\phi_g$  pour le côté gauche et  $\phi_d$  pour le côté droit). On constate que les lignes triples sont toutes des droites, ce qui justifie *a posteriori* notre hypothèse de non-inclinaison du bourrelet selon la ligne triple.

### Mesure de l'écart vertical $\Delta y$ pour chaque point $B_i$

Dans le langage MATLAB<sup>®</sup>, un contour est constitué par les **coordonnées du centre** des pixels blancs de la forme en contact avec les pixels noirs. En utilisant la détection de contour, et en appliquant certains critères de reconnaissance, on isole toutes les formes susceptibles de correspondre à un fil déformé. Une ligne verticale noire distingue ensuite la partie gauche de la partie droite du

fil déformé, visible sur les figures 3.10(b) et 3.10(c). Pour chaque forme reconnue, on collecte les coordonnées  $(x_i, y_i)$  de chaque pixel du **contour inférieur** (verts sur la figure 3.11(a)), et les coordonnées du **contour supérieur** (rouges sur la figure 3.11(a)). On parcourt le contour, pixel par pixel ( $i$  est donc incrémenté), et on mesure l'écart entre l'ordonnée du pixel et l'ordonnée correspondante du contour de comparaison (en rose sur les figures 3.11(b), 3.11(c)). On convertit cette mesure en millimètres grâce au grandissement  $\Gamma$  préalablement calculé. On obtient ainsi la valeur du déplacement  $\Delta y_i$  pour chaque point  $B_i$ .



(a) Détection des contours supérieurs et inférieurs à comparer.

(b) Mesure de l'écart vertical  $\Delta y$  pour le contour supérieur.

(c) Mesure de l'écart vertical  $\Delta y$  pour le contour inférieur.

FIGURE 3.11. – Analyse d'images - phase 2.

### Transformation de $\Delta y$ en $\Delta l$

On convertit ensuite l'écart vertical mesuré,  $\Delta y_i$ , en  $\Delta l_i$ . La conversion s'effectue en utilisant l'équation (3.11) pour les parties latérales du bourrelet et (3.16) pour la partie sommitale. Sur le côté gauche, la ligne triple fait un angle  $\phi_g$  avec  $\vec{x}$ . Sur le côté droit, la ligne triple fait un angle  $\phi_d$  avec  $\vec{x}$ . L'axe  $O_i l$  est orienté de l'extérieur vers l'intérieur du bourrelet. Il faut donc noter que les angles  $\phi_g$  et  $\phi_d$  restent positifs et égaux à  $85^\circ$  quel que soit le côté considéré, alors que  $\beta_j$  est positif à gauche ( $\beta_g \simeq 45^\circ$ ) et négatif à droite ( $\beta_d \simeq -45^\circ$ ).

### Obtention de l'angle $\alpha$

Connaissant à présent la déviation  $\Delta l$  de chaque côté de l'image (gauche, droite, haut), on résout l'équation (3.8), qui nous permet d'obtenir l'angle  $\alpha$  (figure 3.12). Conformément à l'orientation de

l'axe  $O_i l$  : l'angle  $\alpha$  est successivement positif, décroissant jusqu'à zéro (sommet du bourrelet), puis négatif décroissant, passe par un minimum (correspondant au point d'inflexion de l'interface libre au niveau du raccord entre le bourrelet et le choc capillaire qui lui succède), négatif croissant, puis nul (au niveau de la zone plate).

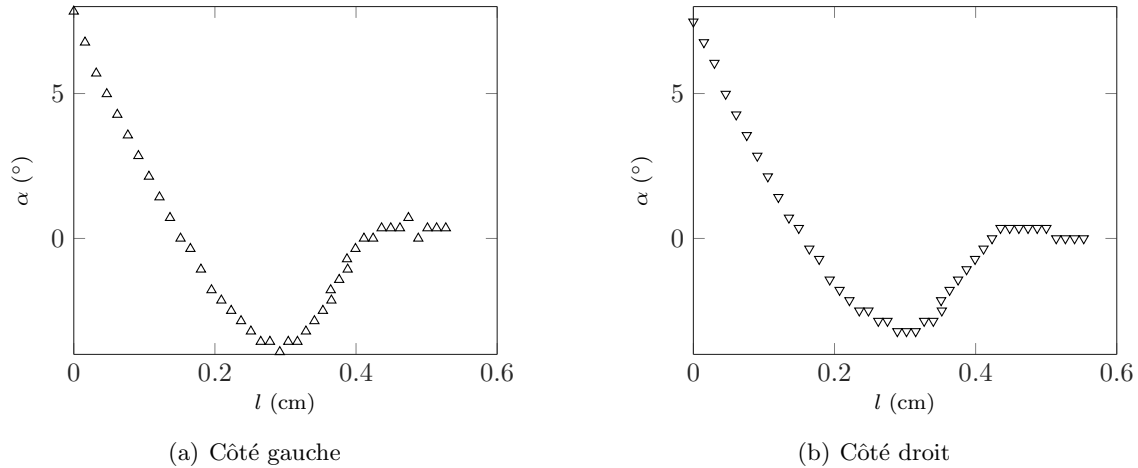


FIGURE 3.12. – Exemple d'évolution de l'angle  $\alpha$  le long de l'axe  $\vec{l}$ , pour les zones latérales du bourrelet.

## 3.2. Mesure de l'épaisseur centrale - Interférométrie

La technique de déflexion de grille permet une observation qualitative du film liquide, ainsi qu'une mesure de l'épaisseur des bourrelets. Cependant, l'évaluation de l'épaisseur en zone centrale par cette méthode s'est avérée délicate : le film y est trop faiblement incliné pour provoquer une déviation significative de la grille. Nous avons recherché un second moyen de mesure, et cette recherche a été orientée par deux contraintes : d'une part, la gamme d'épaisseur à observer, comprise entre 10 et 200 microns, et d'autre part, l'impératif de réaliser la mesure en dynamique. L'introduction de la mesure par interférométrie dans le visible et le proche infrarouge permettait de répondre à ces deux critères. Son utilisation a été suggérée par les travaux [49, 117, 127].

### 3.2.1. Principe

La technique utilisée fonctionne sur le principe des interférences à ondes multiples de Fabry-Pérot (figure 3.13). Le film liquide est supposé localement plat, et se comporte comme une lame à faces parallèles partiellement réfléchissantes. Lorsque le faisceau incident de lumière blanche (en bleu sur la figure 3.13) rencontre un dioptre, il est divisé en un faisceau transmis et un faisceau réfléchi. Les ondes réfléchies sont retournées à la sonde et interfèrent entre elles avec une différence de marche optique que l'on notera  $\delta$ , proportionnelle à l'épaisseur  $h_0$  traversée [23] :

$$\delta = 2n_l h_0 \cos(i) \simeq 2n_l h_0 \quad (3.18)$$

avec  $n_l$  l'indice optique du milieu mesuré,  $i$  l'angle du faisceau incident, placé tel que :  $i \simeq 0^\circ$ , avec une bonne précision.

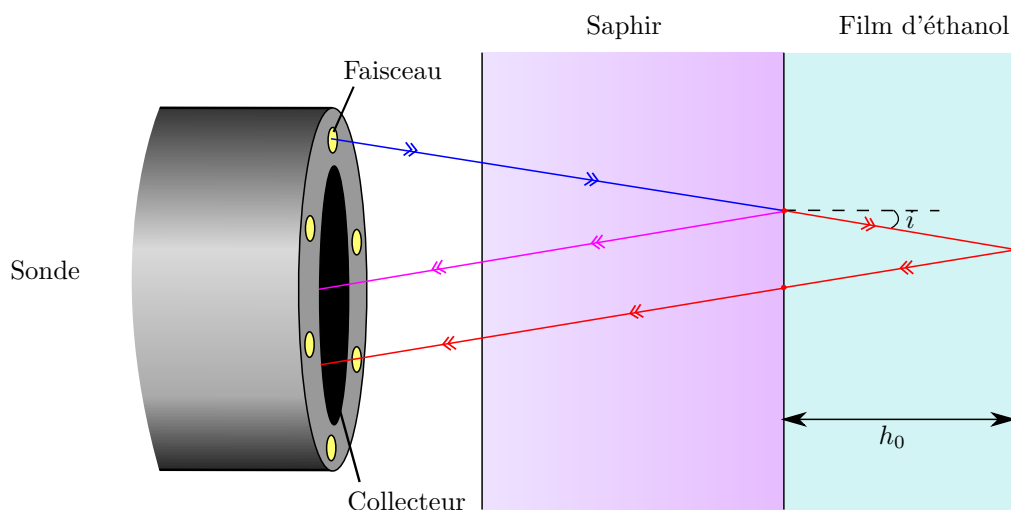


FIGURE 3.13. – Principe de la mesure par interférométrie.

On mesure l'intensité lumineuse produite par les interférences pour chaque longueur d'onde contenue dans le spectre de la source de lumière blanche. Les pics d'intensité, ou franges brillantes, sont obtenues lorsque les deux ondes lumineuses sont en phase, c'est-à-dire lorsque le déphasage entre elles est un multiple de  $2\pi$ . Le déphasage entre deux ondes interférant s'exprime :

$$\Delta\phi = 2\pi p, \quad (3.19)$$

avec  $p = \frac{\delta}{\Lambda}$ , appelé ordre d'interférence. Entre deux franges brillantes successives,  $p$  est donc incrémentée d'un entier. En numérotant arbitrairement la première frange brillante détectée, et en incrémentant les suivantes d'un entier, on peut tracer  $p$  en fonction de  $1/\Lambda$ . La pente de la droite obtenue est la différence de marche optique  $\delta$ , directement proportionnelle à  $h_0$ , d'après (3.18). Ce traitement permet donc l'obtention de la valeur de l'épaisseur au niveau de la sonde interférométrique. Le temps de réponse de l'appareil, extrêmement faible, permet l'obtention quasiment en temps réel (toutes les 10 ms) de l'évolution de cette épaisseur.

### 3.2.2. Fonctionnement du spectromètre

Les faisceaux incident et retour sont respectivement émis et collectés par une sonde de forme cylindrique (figure 3.13) : elle est constituée de six faisceaux de lumière incidente, disposés en couronne autour d'un collecteur central de 1 mm de diamètre. Le collecteur central a une ouverture de  $25^\circ$ , ce qui lui permet de collecter des rayons lumineux réfléchis dans un cône : la zone couverte sur la plaque de saphir est un cercle d'environ 2 mm de diamètre centré sur le collecteur. L'onde se propage ensuite à l'intérieur d'une fibre optique jusqu'au spectromètre (*OceanOptics HR2000+*). Le fonctionnement interne du spectromètre est décrit par la figure 3.14. La bande de lumière passante est sélectionnée par une fente (1). La lumière est dirigée sur le miroir collimateur (2), puis renvoyée en faisceau parallèle sur le réseau (3). Le réseau permet la sélection d'une bande passante particulière, dans notre cas [360 – 1100 nm]. Il diffracte le faisceau lumineux, qui est ensuite focalisé par un miroir convergent et une lentille convergente (4) sur le capteur (5). Le capteur comporte



3648 pixels. Chaque pixel est illuminé par une longueur d'onde. Ainsi, plus le réseau sélectionne une bande mince, plus les longueurs d'onde sur deux pixels voisins sont proches, et meilleure est la résolution spectrale. Le choix du réseau [360 – 1100 nm] nous permet d'atteindre une résolution de 0,75 nm. Les signaux obtenus sont les courbes d'intensité des rayons interférant en fonction de la longueur d'onde (figure 3.15(b)).

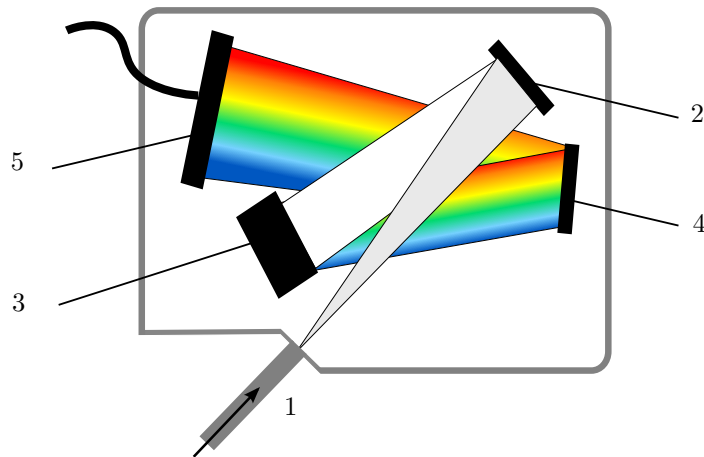
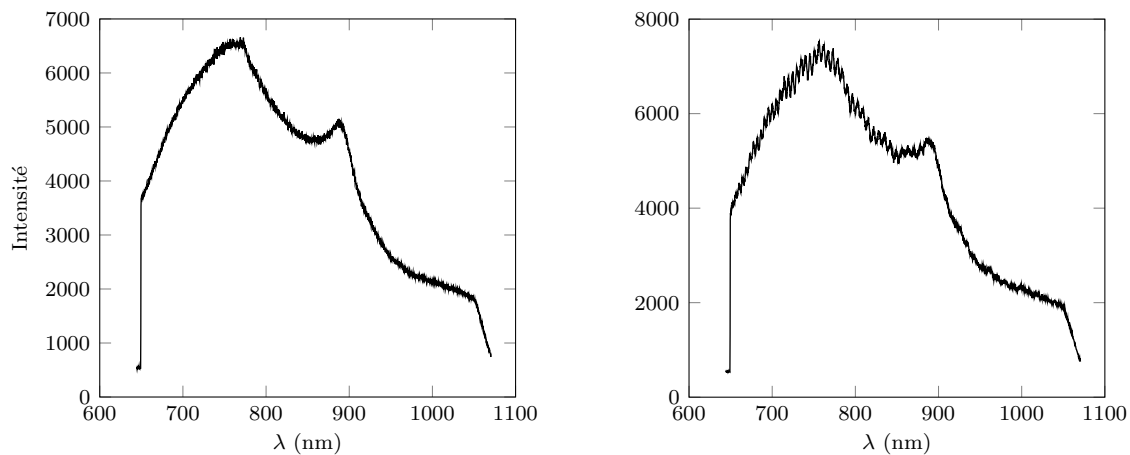


FIGURE 3.14. – Fonctionnement interne du spectromètre.

Le spectromètre couvre une bande spectrale de l'ultraviolet à l'infrarouge [200 – 1100 nm]. On le couple à une lampe tungstène-halogène qui émet dans la bande [360 – 2000 nm]. Le spectre obtenu est donc exploitable dans la bande [360 – 1100 nm]. Ce spectre est observable lorsque l'interféromètre ne mesure rien, c'est-à-dire lorsque la cellule est complètement vide et sèche (figure 3.15(a)). Lorsqu'il y a présence d'un film d'épaisseur mesurable, le spectre d'émission de la lampe est modulé par le spectre d'interférences dû au film (figure 3.15(b)).



(a) Pas de mesure de film : spectre bruité des lampes.

(b) Mesure d'un film : apparition de pics d'intensité.

FIGURE 3.15. – Spectre d'intensité de la lampe tungstène-halogène et de la lumière blanche diffuse.

### 3.2.3. Traitement des signaux

Les interférences constructives sont repérées par des maxima locaux d'intensité lumineuse, que l'on appelle « franges brillantes » (points magenta sur la figure 3.16).

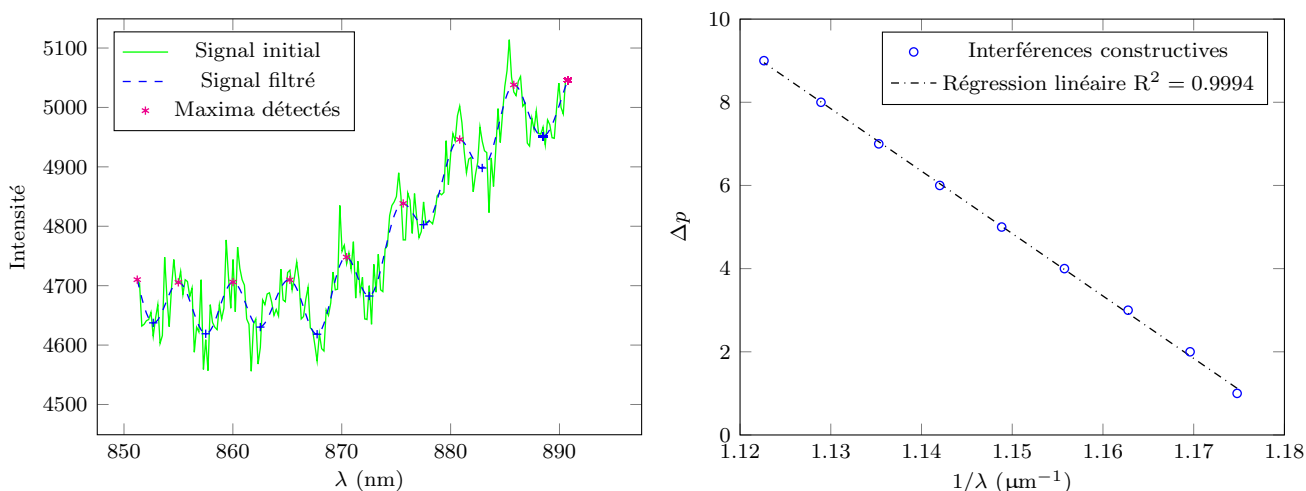


FIGURE 3.16. – Gauche : sélection d'une bande de longueurs d'onde, filtrage du signal et détection des maxima. Droite : tracé de  $\Delta p = f\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ . L'épaisseur mesurée ici est de 54,4  $\mu\text{m}$ .

Les maxima sont détectés après lissage du signal d'entrée (très bruité) par un filtre de Butterworth d'ordre 4, et on relève leur longueur d'onde. Entre chaque maximum, l'ordre d'interférence  $p$  est incrémenté de 1. On est donc en mesure de tracer  $p = f(1/\lambda)$  (figure 3.16, graphe de droite). Une régression linéaire nous donne la pente de la droite obtenue, qui vaut  $\delta$ . La différence de marche optique  $\delta$  nous permet ensuite de remonter directement à l'épaisseur du film traversé, selon l'équation 3.18. Ainsi, une augmentation de l'épaisseur se traduit par une augmentation de la densité des maxima d'intensité.

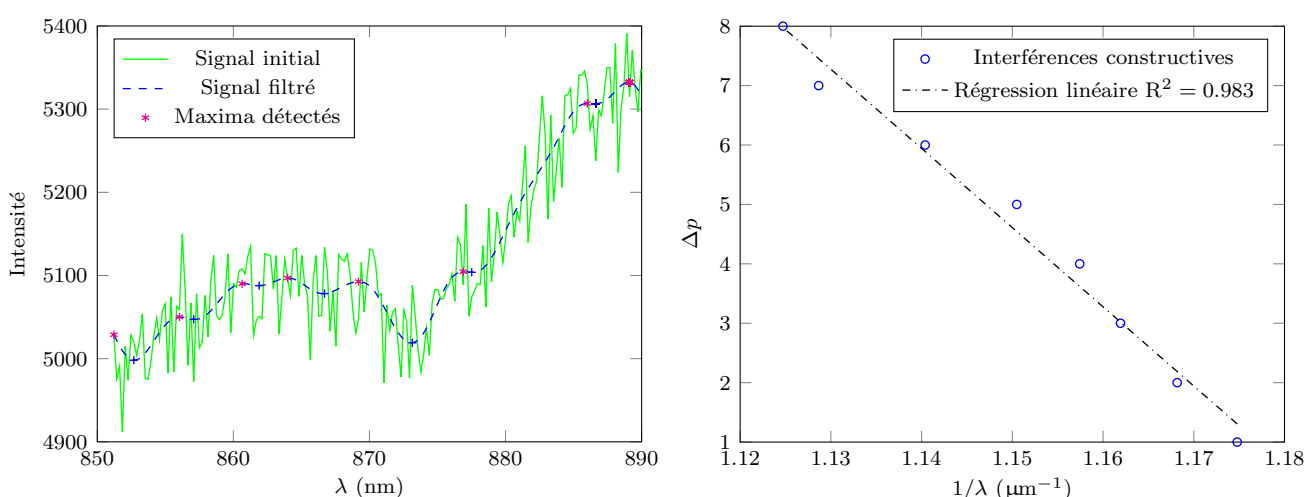


FIGURE 3.17. – Signal inexploitable : le coefficient de détermination  $R^2$  est inférieur au facteur de décision choisi.

La résolution spectrale de l'appareil étant de 0,75 nm, l'épaisseur mesurable dans la gamme

choisie ne peut pas excéder les 450  $\mu\text{m}$ . Au-delà, on observe un repli du spectre, et le signal n'est plus exploitable. C'est ce qui se produit lorsque la cellule est pleine. Dans d'autres cas, les signaux peuvent ne pas être exploitables (mauvaise orientation de la sonde, inhomogénéité de la surface liquide...). Pour éviter d'obtenir des résultats aberrants lorsque ces cas se présentent, on introduit un contrôle du coefficient de détermination  $R^2$  de la régression linéaire. On écarte les mesures dont le  $R^2$  n'est pas assez bon, avec un facteur de décision à 0,9975 (figure 3.17). Après une exploitation préliminaire d'un nombre important de spectres, il apparaît que ce seuil est un très bon discriminant entre mesures d'épaisseur fiables et non-fiables. De plus, le nombre de maxima détectés doit être supérieur ou égal à 4, sans quoi la mesure est déclarée invalide.

La figure 3.18 présente l'évolution de l'épaisseur  $h$  en fonction du temps (étoiles bleues). La position du ménisque permet de visualiser l'évolution de cette épaisseur en fonction des instants de l'oscillation. Les traits pointillés verticaux indiquent les instants où le ménisque passe devant la sonde de l'interféromètre. Le film est déposé à partir de cet instant et les mesures peuvent être effectuées, jusqu'au moment où le ménisque remonte.

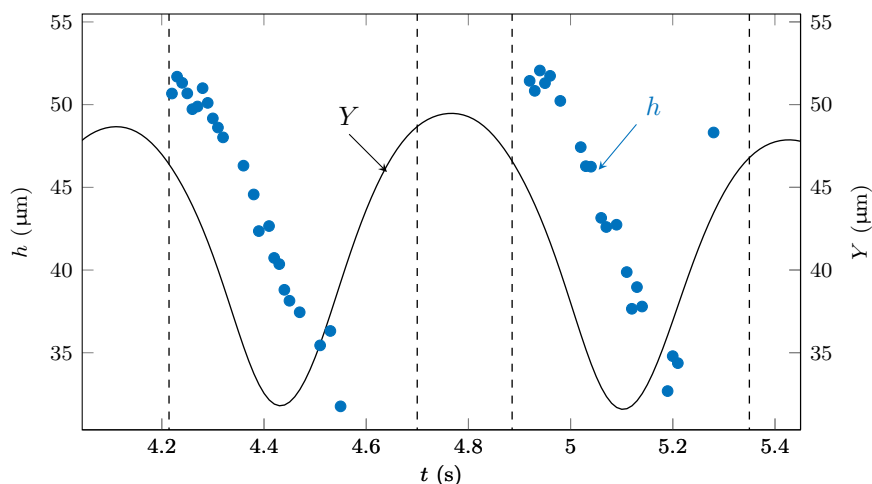


FIGURE 3.18. – Évolution temporelle de l'épaisseur de film liquide obtenue par interférométrie, en regard de la position du ménisque. Les traits verticaux pointillés représentent les instants où le ménisque passe devant la sonde de l'interféromètre.

### 3.2.4. Mise en œuvre

On ne dispose que d'un seul dispositif d'interférométrie : il nous est impossible d'obtenir plusieurs mesures d'épaisseur simultanément. Par contre, l'excellente périodicité des oscillations nous permet d'effectuer des mesures en différentes positions au cours du même essai. Les différents enregistrements peuvent ensuite être comparés comme s'il s'agissait de mesures effectuées simultanément.

En pratique, on se fixe un point sur la partie centrale du film (selon les pointillés bleus de la figure 3.19), au centre de la cellule de Hele-Shaw, et on observe l'amincissement à cet endroit. Puis, on déplace la sonde en un autre point du même axe, on répète l'enregistrement, et ainsi de suite. On couvre généralement une dizaine de points sur toute la hauteur.

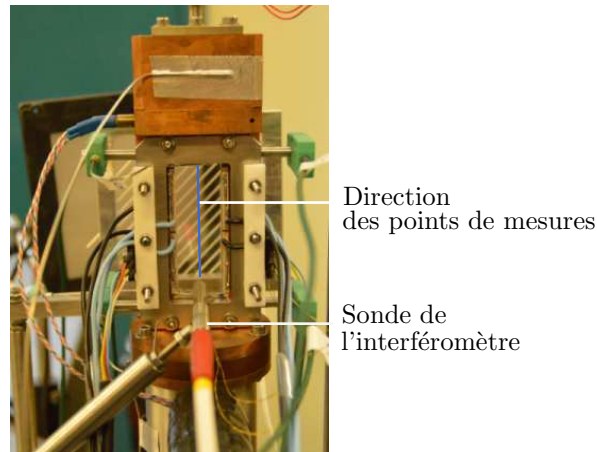


FIGURE 3.19. – Installation de la sonde de l'interféromètre pour la mesure de l'épaisseur centrale.

### 3.3. Reconstruction 3D complète

#### 3.3.1. Calcul de l'épaisseur

On applique l'équation d'intégration discrétisée ((3.14), (3.15)). Au centre, la valeur de l'épaisseur  $h_0$  est obtenue par une mesure interférométrique (cf. paragraphe 3.2). On effectue l'intégration à partir du centre du film vers la ligne triple, pour chaque zone (voir figures 3.7(a), 3.7(b), 3.8). L'épaisseur est obtenue pour le contour supérieur, et le contour inférieur du fil.

Étrangement, les épaisseurs données par les deux contours ont des écarts de plus de 10 % : sur le côté gauche du bourrelet, le contour inférieur donne une épaisseur plus importante. Sur le côté droit, c'est l'inverse. Après une vérification minutieuse du calcul, nous avons remarqué que la déflexion  $\Delta y$  mesurée est plus importante dans la partie concave du fil (figure 3.11(c)) que dans sa partie convexe (figure 3.11(b)) : il s'agit d'une aberration optique. Les épaisseurs issues respectivement du contour supérieur et inférieur d'un même fil sont finalement moyennées et seule la moyenne est conservée.

*Infine*, on trace tous les points épaisseurs obtenus (pour les parties gauche, droite et supérieure du bourrelet), sur le même graphe, en trois dimensions (pointillés sur la figure 3.20). Une interpolation à partir de tous ces points achève la reconstruction 3D du film et de son bourrelet (maillage en couleurs sur la figure 3.20).

Sur la figure 3.20, on remarque d'ores et déjà l'inclinaison de la partie centrale du film grâce à un dégradé de couleur, du bleu sombre en dessous du bourrelet sommital ( $\simeq 20 \mu\text{m}$ ) au vert-bleu en bas de l'évaporateur ( $\simeq 70 \mu\text{m}$ ). On note que la zone sommitale du bourrelet est nettement plus petite ( $\simeq 90 \mu\text{m}$ ) que la zone latérale ( $\simeq 140 \mu\text{m}$ ). Les coins supérieurs du film, au niveau du raccord entre la partie sommitale et les parties latérales, sont difficiles à reconstruire en raison du manque d'information locale (pas de film déformé à ces endroits). Les dimensions micrométriques de l'ensemble indiquent que l'on a bien affaire à un film liquide, et non à un film de mouillage. L'analyse de la série d'images issue d'une séquence de récession du film sera détaillée dans les chapitres suivants.

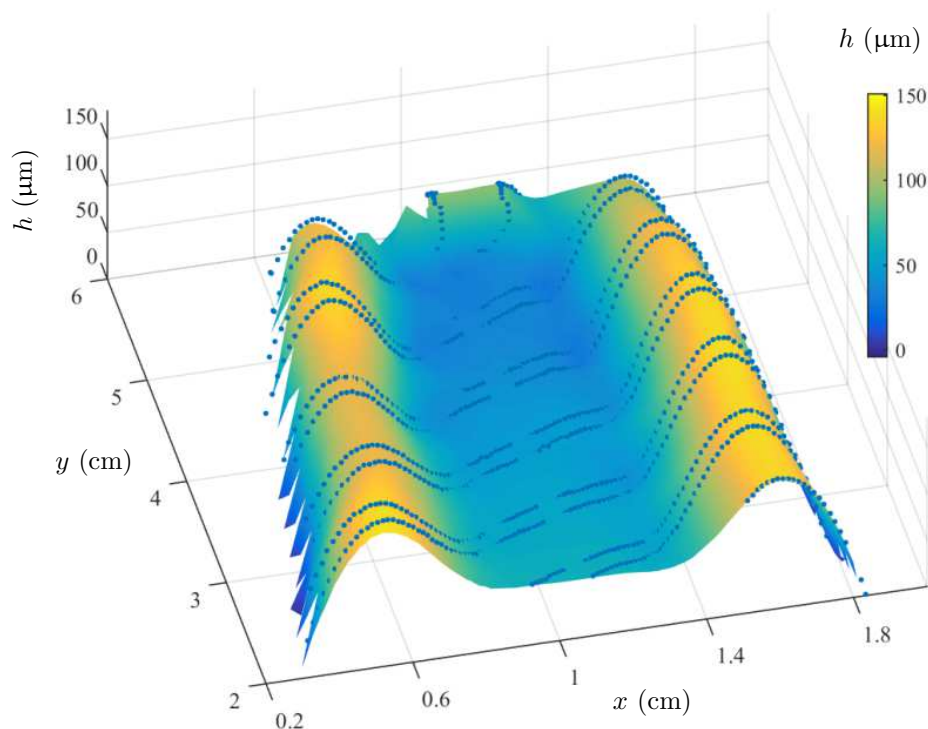


FIGURE 3.20. – Reconstruction complète du film issu de la photographie de la figure 3.3. La proportionnalité des échelles n'est pas respectée.

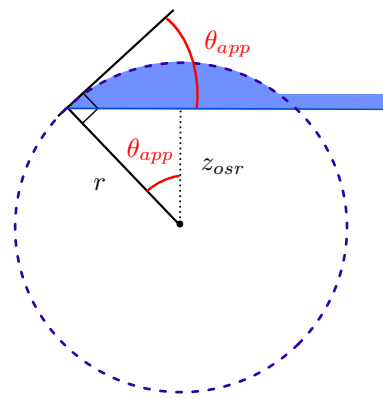
### 3.3.2. Mesure de l'angle de contact apparent

La figure 3.21(b) présente une coupe du film selon l'axe dirigé par  $\vec{x}$ . La forme macroscopique du bourrelet est une portion de cylindre entre la ligne de contact et le point de raccord avec le choc capillaire [30, 115, 117]. On peut donc interpoler les points du profil avec un cercle, dit osculateur. L'ajustement avec ce cercle osculateur permet de vérifier la forme sphérique du bourrelet, et de déterminer l'angle apparent de contact  $\theta_{app}$  entre le bourrelet et la plaque de saphir. La figure 3.21(a) illustre la construction géométrique permettant d'extraire l'angle  $\theta_{app}$  grâce au cercle :

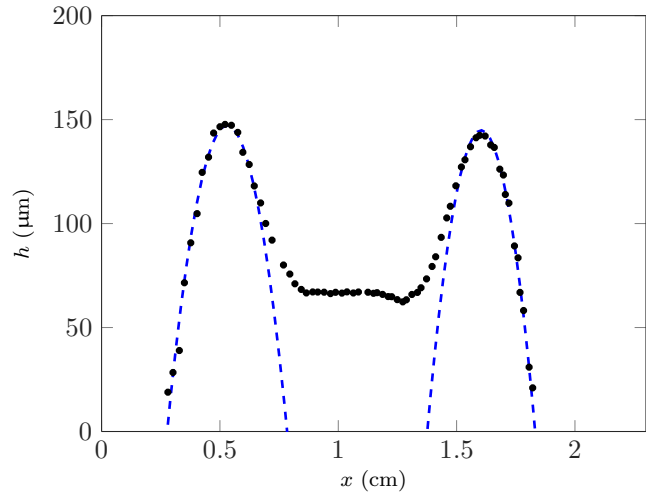
$$\theta_{app} = \arccos \frac{|z_{osr}|}{r} \quad (3.20)$$

avec  $r$  le rayon du cercle osculateur, et  $z_{osr}$  la cote de son centre par rapport au plan de la surface de saphir (en dessous du film).

La figure 3.21(b) représente une coupe transversale du film présenté sur la figure 3.20, prise à la hauteur  $y = 3$  cm. Le cercle osculateur à chaque bourrelet est représenté en pointillés bleus. La distorsion des échelles en abscisse et en ordonnée fausse cependant la perception circulaire.



(a) Construction géométrique donnant l'angle apparent  $\theta_{app}$ ; le film et le bourrelet sont représentés en bleu et le cercle osculateur en pointillés.



(b) Coupe transversale du film de la figure 3.20 à la hauteur  $y = 3$  cm. Pointillés : interpolation de cercles sur les bourrelets gauche et droit. Dans cet exemple, les bourrelets ont un angle apparent de  $9^\circ$  des deux côtés.

FIGURE 3.21. – Cercle osculateur et coupe transversale du film.

### 3.4. Incertitudes de mesure

Les deux techniques optiques précédemment évoquées ont été étalonnées. Dans un premier temps, la mesure de l'angle  $\alpha$  a été validée grâce à des prismes d'angles connus. L'influence de facteurs variables de l'expérience, tels que l'indice optique du milieu mesuré ou la détection de contour, ont ensuite été estimés, de façon à déterminer l'incertitude globale de la méthode. Dans un second temps, des lamelles-étalons d'épaisseurs connues ont été utilisées pour qualifier la mesure interférométrique.

#### 3.4.1. Étalonnage de la mesure de pente

La méthode de reconstruction du profil par déflexion de grille est qualifiée par un étalonnage au moyen de prismes à coin d'angles connus. Le prisme testé est fixé sur un support et positionné entre la caméra et la grille (schéma 3.22). La grille est éclairée par la source de lumière habituellement utilisée. L'ensemble des composants est fixé sur un rail optique, de façon à obtenir un alignement optimal.

On suppose que la caméra est réglée à l'infini. Dans cette configuration, en appliquant la loi de Snell, l'expression de l'angle du prisme en coin s'écrit :

$$\alpha_p = \frac{1}{n_p - 1} \arctan\left(\frac{\Delta l}{d}\right) \quad (3.21)$$

L'indice optique du verre des prismes est donné par le fabricant :  $n_p = 1,517$ . La distance  $d$  entre le plan des fils de la grille et le prisme est de 57 mm. Les axes de l'objectif de la caméra et des prismes sont confondus. La distance entre l'objectif de la caméra et le prisme n'influe pas sur la mesure finale. Le fabricant donne une incertitude à  $\pm 30''$  sur l'angle  $\alpha_p$ , ce qui est largement négligeable par rapport à la précision que l'on espère obtenir. Aussi, on considère pour l'étalonnage que l'angle

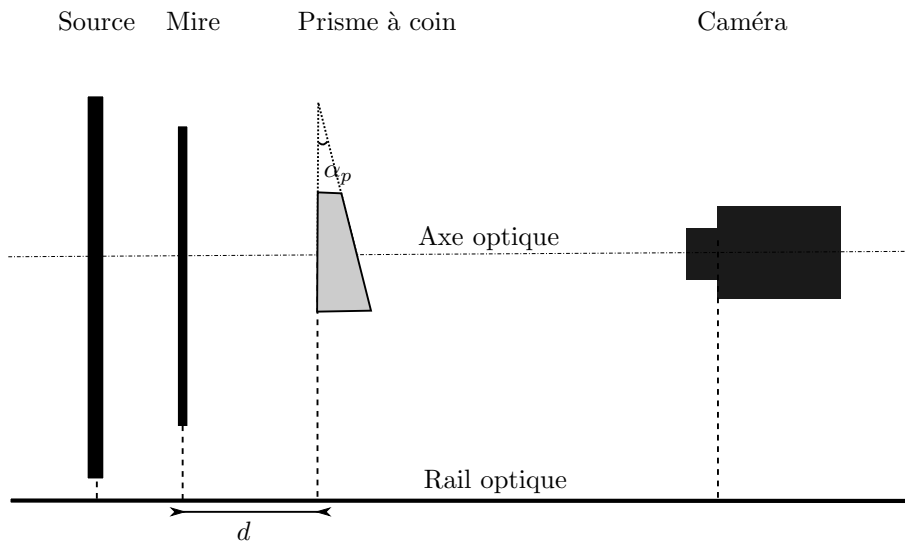


FIGURE 3.22. – Schéma de l'expérience de validation.

donné par le fabricant est l'angle véritable du prisme.

L'étalonnage consiste à mesurer la déviation  $\Delta l$  produite par les prismes à coin de différents angles. La mesure s'effectue en observant, grâce à la caméra, le déplacement des fils de la grille, comme présenté sur la figure 3.23. La figure 3.23 est une photographie du dispositif de la figure 3.22 prise par la caméra. La tige métallique permet d'associer un fil objet à son image.

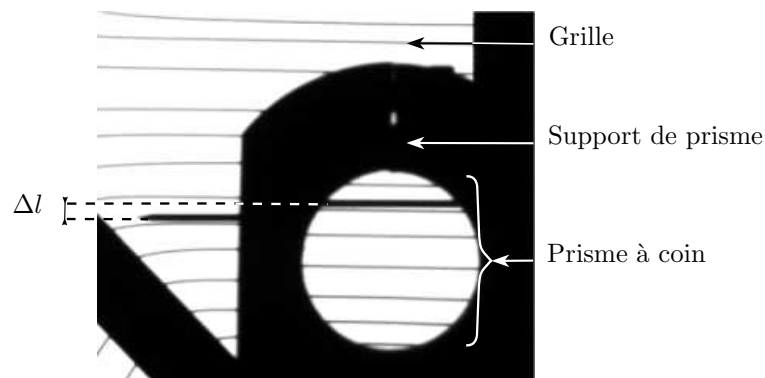


FIGURE 3.23. – Photographie de la mise en œuvre du dispositif présenté en figure 3.22, vue par la caméra. Une tige métallique repère la déviation  $\Delta l$  produite par un prisme à coin d'angle  $3,45^\circ$ .

### 3.4.2. Influences de la détection de contour et de l'indice optique

La détection de contour est réalisée grâce au repérage d'une transition entre deux zones de luminosité différente. Le logiciel MATLAB<sup>®</sup> permet une détection de contour sur des images binaires, c'est-à-dire en noir et blanc. Les images issues de la caméra, initialement en niveaux de gris, sont donc transformées en noir et blanc au moyen d'un seuil de séparation. Le seuil de séparation définit le niveau de gris au delà duquel le pixel est considéré comme noir, et en deçà duquel le pixel est considéré comme blanc. Or, sur les images en nuances de gris, on constate que la transition entre le fil déformé de la grille et le fond clair s'effectue par un dégradé progressif de noir à gris clair. Ainsi,

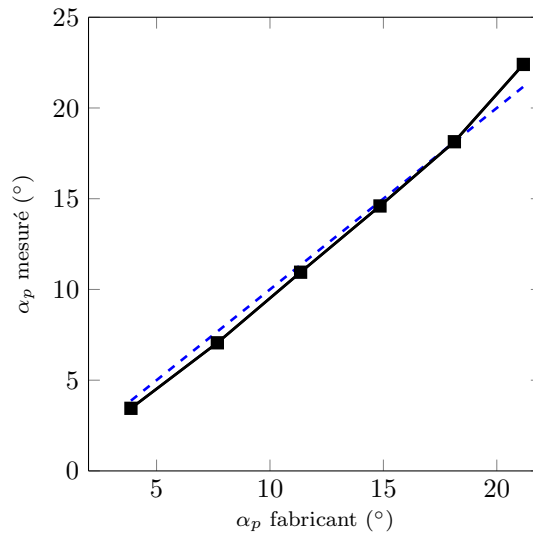


FIGURE 3.24. – Étalonnage au moyen de prismes d'angles  $\alpha_p$  connus.

le choix du seuil est donc susceptible d'affecter la détection du contour (figure 3.25). La figure 3.26 présente la variation obtenue sur le profil lorsque l'on fait varier le seuil sur ce que nous avons défini comme étant une plage réaliste. Sur celle-ci, l'erreur sur le seuil de noir et blanc influe au maximum de 10 % sur la mesure finale, c'est-à-dire un écart-type sur l'angle de  $0,5^\circ$ .

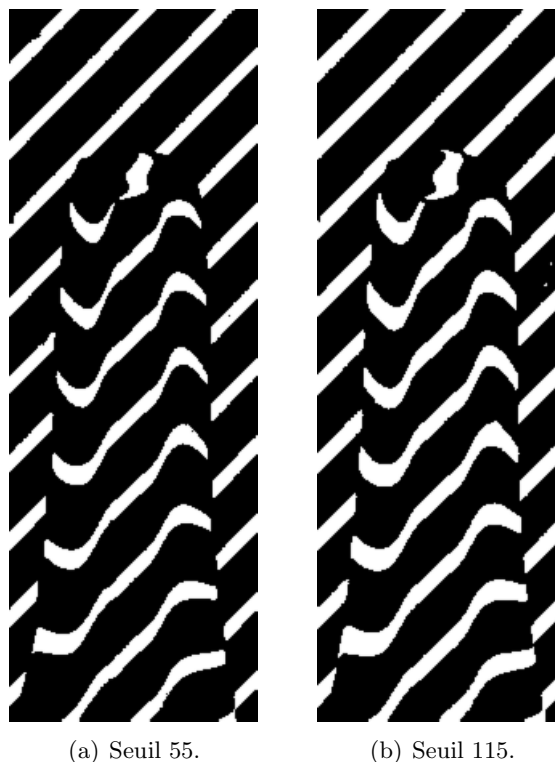


FIGURE 3.25. – Influence des seuils de noir/blanc.

Par ailleurs, l'indice optique de l'éthanol change avec la température. On estime à  $\pm 0,01$  les variations d'indice optique pour une variation de température de  $\pm 20^\circ\text{C}$  [111], très supérieure à l'écart maximal rencontré au cours de nos expériences. Il en résulte une fluctuation de 10 % maxi-



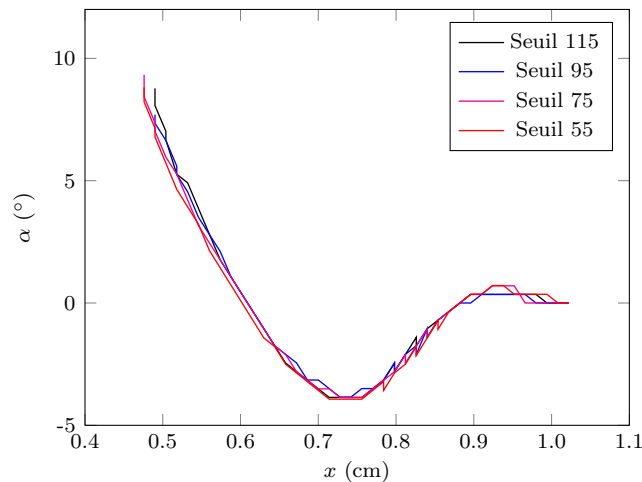


FIGURE 3.26. – Variations dues au seuil noir/blanc sur la mesure de l'angle  $\alpha$ .

mum sur l'angle  $\alpha$  mesuré, c'est-à-dire également un écart-type de  $0,5^\circ$ . *A contrario*, la figure 3.27 montre que la variation d'indice optique du saphir est négligeable.

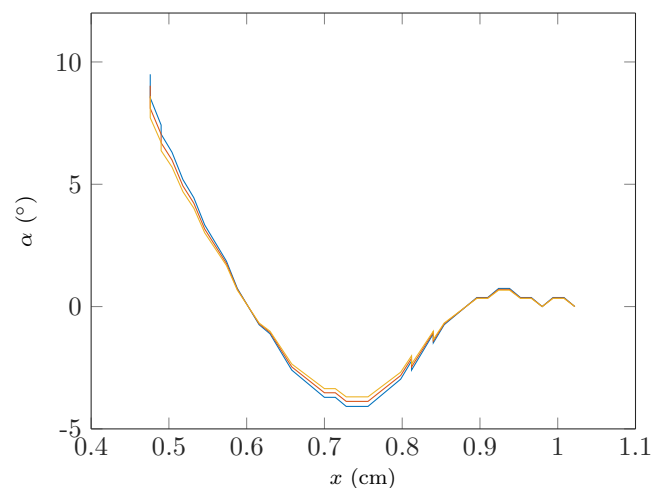


FIGURE 3.27. – Variations dues à l'indice optique sur la mesure de l'angle  $\alpha$ .

L'incertitude globale sur le profil du bourrelet par cette méthode dépend de la précision de la chaîne de mesure (évaluée au paragraphe précédent), de l'incertitude liée au seuil noir-blanc, et également de la variation d'indice optique du milieu. Les écarts-type correspondant à ces incertitudes sont respectivement notées  $\varsigma_1$ ,  $\varsigma_2$ ,  $\varsigma_3$ . L'incertitude globale  $\Sigma$  à 95 % de confiance s'exprime selon l'équation 3.22, et vaut  $\pm 2^\circ$ . Dans la suite, les résultats seront donnés avec la barre d'erreur correspondante.

$$\Sigma = 2\sqrt{\varsigma_1^2 + \varsigma_2^2 + \varsigma_3^2} \quad (3.22)$$

### 3.4.3. Étalonnage de la mesure d'épaisseur

Les mesures d'épaisseur par interférométrie comportent trois sources d'incertitudes majeures : la position de la sonde interférométrique, le post-traitement des spectres (détection des pics et régression linéaire), et l'indice optique. Les mesures sont validées grâce à des lamelles de microscope

servant d'étalons. Les lamelles sont d'épaisseur 100, 145, et 175  $\mu\text{m}$ . Le fabricant indique une tolérance de  $\pm 15 \mu\text{m}$  : nous choisissons donc de réévaluer par nous-même l'incertitude sur l'épaisseur des étalons. Pour chacune des épaisseurs, on sélectionne aléatoirement un échantillon de dix lamelles dans une même série (c'est-à-dire au sein d'une même boîte). L'épaisseur de la lamelle est mesurée avec un micromètre électronique étalonné. L'écart-type des épaisseurs mesurées sur cet échantillon est noté  $\varsigma_4$  et reporté dans le tableau ci-après.

Dans un second temps, une lamelle est montée sur le dispositif interférométrique. On réalise cinq enregistrements de quelques secondes en modifiant à chaque fois la position de la sonde, notamment en changeant l'inclinaison et la distance entre la sonde et l'étalon. L'écart-type pour cette seconde source d'incertitude est notée  $\varsigma_5$ . Comme on peut le constater sur la table 3.1, pour les expériences réalisées, l'épaisseur déterminée est quasiment insensible à l'inclinaison de la sonde. En dernier lieu, on analyse tous les spectres produits par chaque enregistrement (un spectre toutes les 10 ms : figure 3.28). Le traitement numérique des signaux engendre une légère disparité des résultats. L'écart-type correspondant est noté  $\varsigma_6$ . On retient le  $\varsigma_6$  le plus pénalisant obtenu pour les 10 lamelles de l'échantillon. Là encore, on constate peu d'influence de ce paramètre sur l'incertitude globale. Pour finir, l'indice optique est susceptible de varier selon la longueur d'onde considérée, ainsi que selon la température du milieu. Une variation de  $\pm 0,01$  (valeur maximale envisageable) sur l'indice optique des lamelles engendre une variation de  $\pm 0,66 \%$  sur le résultat final, ce qui correspond à un écart-type de  $0,66\bar{l}$  avec  $\bar{l}$  l'épaisseur moyenne de la lamelle. L'incertitude finale est calculée pour un intervalle de confiance de 95 % :

$$\Sigma_2 = 2\sqrt{\sigma_4^2 + \sigma_5^2 + \sigma_6^2 + 0.66\bar{l}^2} \quad (3.23)$$

Étalon	$\varsigma_4$	$\varsigma_5$	$\varsigma_6$	$0.66 \times \bar{l}$	Incertitude finale
Type 100 $\mu\text{m}$	1,2	0,4	0,1	0,7	$\pm 3 \mu\text{m}$
Type 145 $\mu\text{m}$	1,6	0,4	0,1	0,9	$\pm 4 \mu\text{m}$
Type 175 $\mu\text{m}$	2	0,4	0,1	1,2	$\pm 5 \mu\text{m}$

TABLE 3.1. – Écarts-type correspondant aux incertitudes identifiées (inhomogénéité des épaisseurs de l'échantillon  $\varsigma_4$ , inclinaison de la sonde  $\varsigma_5$ , post-traitement des spectres  $\varsigma_6$ , indice optique  $0,66 \times \bar{l}$ ).

Pour cet étalonnage, la chaîne de mesure est strictement identique à celle utilisée dans l'expérimentation PHP. Par ailleurs, les épaisseurs mesurées sur la zone centrale sont inférieures à 100  $\mu\text{m}$ , pour toutes les conditions de fonctionnement testées. Ainsi, la barre d'erreur prise pour les mesures d'épaisseur dans la suite sera de  $\pm 3 \mu\text{m}$ , avec un facteur d'élargissement de 2.

#### 3.4.4. Mesure de l'épaisseur en oscillations forcées

Le bon étalonnage du dispositif de mesure par interférométrie est contrôlé par la vérification de la théorie de Landau-Levich. Pour le cas isotherme, l'épaisseur d'un film liquide déposé par un ménisque en mouvement dans un capillaire dépend de la vitesse du ménisque. La relation épaisseur-vitesse est décrite par la formule de Landau-Levich-Bretherton [21, 73], avec une correction proposée

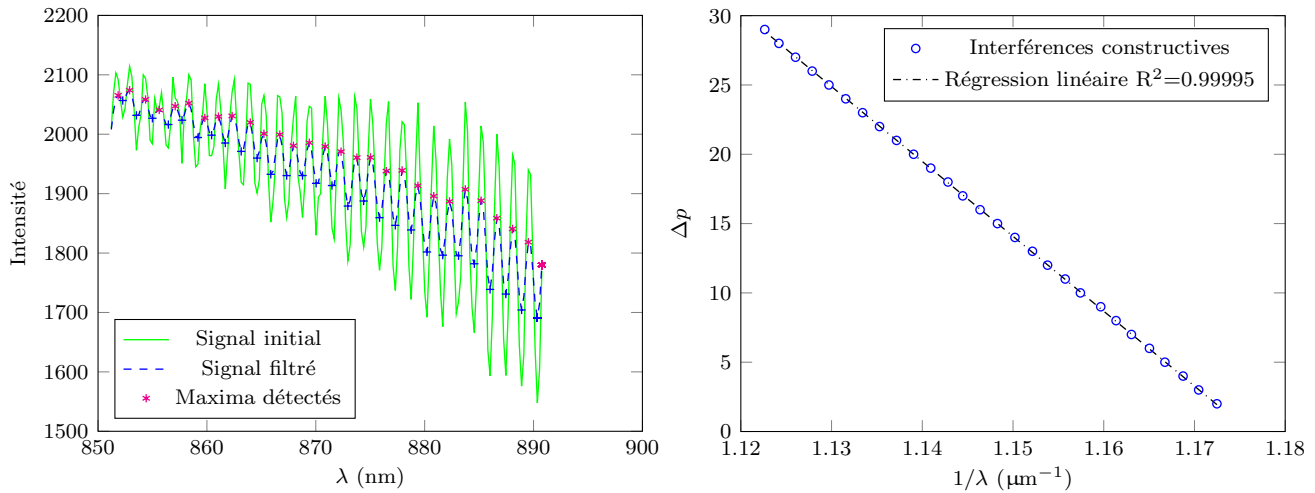


FIGURE 3.28. – Gauche : sélection d’une bande de longueurs d’onde, filtrage du signal et détection des maxima. Droite : tracé de  $\Delta p = f(1/\lambda)$ . L’épaisseur mesurée ici est de  $176,7 \mu\text{m}$ .

par Aussilous et Quéré [8] :

$$h_0 = e \frac{0,67Ca^{2/3}}{1 + 3,35Ca^{2/3}} \quad (3.24)$$

où  $h_0$  est l’épaisseur de film liquide à l’instant du dépôt, et  $e$  est le diamètre du capillaire. L’épaisseur  $h_0$  mesurée par interférométrie est comparée à la loi décrite par l’équation (3.24). Le nombre capillaire  $Ca = \mu v / \sigma$ , avec  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide,  $v$  la vitesse du ménisque (obtenue à partir de la visualisation de la position du ménisque) et  $\sigma$  la tension de surface. Dans notre cas,  $e$  est pris égal à la largeur de la dimension transverse du canal (2 mm).

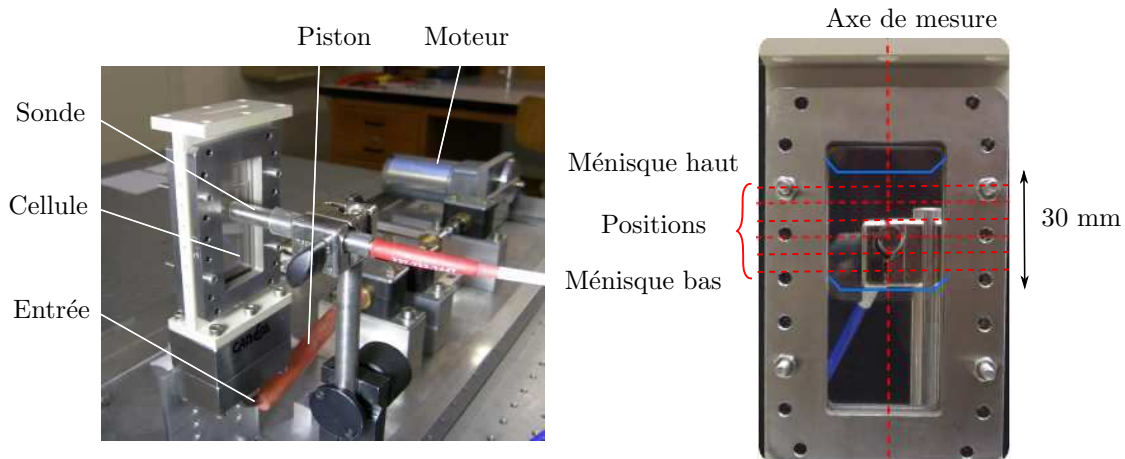


FIGURE 3.29. – Dispositif pour la mesure d’épaisseurs de dépôt en oscillations forcées.

Un dispositif mécanique nous a permis de réaliser ces mesures avant la finalisation de l’installation expérimentale avec oscillations auto-entretenues. Le dispositif (figure 3.29) est constitué d’une cellule de Hele-Shaw, ainsi que d’un système d’injection de fluide. La cellule de Hele-Shaw est très similaire à celle décrite dans le chapitre précédent : il s’agit de deux hublots de saphir, installés sur un support et séparés d’une distance de 2 mm, à la différence près que l’extrémité supérieure du canal est ouverte

sur l'atmosphère. Au pied de la cellule, un canal circulaire permet l'entrée et la sortie du liquide. À l'intérieur du canal, un piston branché sur un système bielle/moteur effectue des va-et-vient qui permet l'oscillation mécanique du fluide dans la cellule.

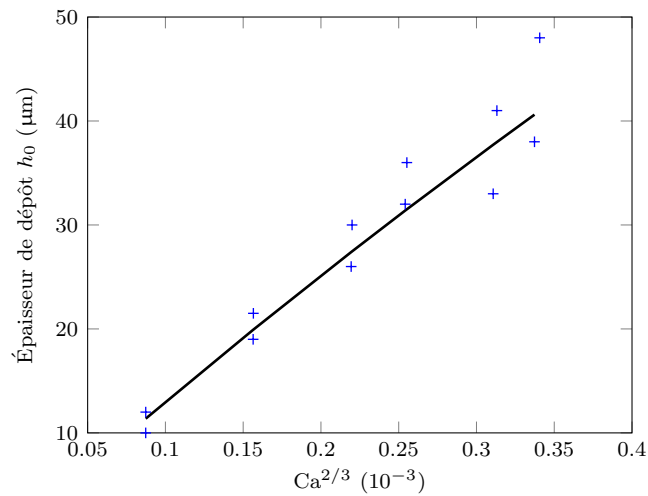


FIGURE 3.30. – Comparaison des épaisseurs de dépôt mesurées (en bleu) avec la théorie de Landau-Levich. La courbe noire correspond à l'équation (3.24).

La sonde est placée à 3 mm du hublot de saphir, de telle sorte que les rayons lumineux envoyés par les faisceaux soient orthogonaux à l'écoulement. L'amplitude crête-crête d'une oscillation du ménisque est de 30 mm. Sur la figure 3.29, les positions minimum et maximum du ménisque sont repérées en bleu. La mesure est effectuée de la même manière que pour la mesure de l'épaisseur dans la cellule de Hele-Shaw, décrite au paragraphe 3.2.4. La vitesse du ménisque est sinusoïdale, et l'amplitude d'oscillation produite par le piston est parfaitement identique d'une oscillation à la suivante. La vitesse de passage du ménisque est donc différente en chaque point de l'amplitude. En plaçant la sonde en six différentes positions visibles sur la figure 3.29, on couvre une plage de six nombres capillaires différents, ce qui permet la construction de la courbe présentée sur la figure 3.30. On concentre toutes les mesures sur l'axe vertical central (en pointillées rouges sur la figure 3.29), de sorte qu'elles soient préservées d'éventuels effets de bord. Les résultats obtenus accréditent l'étalonnage de notre dispositif interférométrique. Ils confirment également que la phase de dépôt du film, en oscillations forcées, est bien décrite par la théorie de Landau-Levich.

# Chapitre 4.

## DYNAMIQUE DE L'OSCILLATION

### Sommaire

---

<b>4.1. Équation de mouvement</b> . . . . .	<b>67</b>
4.1.1. Bilan des forces en volume ouvert . . . . .	67
4.1.2. Pertes de charge singulières . . . . .	70
<b>4.2. Introduction de la dissipation visqueuse</b> . . . . .	<b>70</b>
4.2.1. Équation de Navier-Stokes linéarisée . . . . .	70
4.2.2. Expression du frottement pour un écoulement de Poiseuille . . . . .	70
4.2.3. Généralisation à un écoulement oscillant . . . . .	72
<b>4.3. Pulsation de l'oscillation</b> . . . . .	<b>74</b>
4.3.1. Introduction de la longueur de masse ajoutée et linéarisation . . . . .	74
4.3.2. Pulsation propre . . . . .	75
<b>4.4. Étude de l'influence du changement de phase sur la pulsation</b> . . . . .	<b>76</b>
4.4.1. Détermination de la pulsation et de l'amortissement . . . . .	78
4.4.2. Calcul de la pulsation propre pour un mélange vapeur-air . . . . .	79
<b>4.5. Influence de la dissipation sur l'oscillation amortie</b> . . . . .	<b>82</b>
4.5.1. Adimensionnement de l'équation (4.57) . . . . .	82
4.5.2. Cas Poiseuille . . . . .	82
4.5.3. Résultats et conclusions . . . . .	83
<b>4.6. Reconstruction de la position du ménisque à partir du signal de pression</b> . . . . .	<b>84</b>
4.6.1. Algorithme numérique de résolution . . . . .	84
4.6.2. Comparaison avec l'expérience . . . . .	87
4.6.3. Évolution de la masse de vapeur . . . . .	88
<b>4.7. Conclusions</b> . . . . .	<b>89</b>

---

Dans un premier temps, on s'intéresse au mécanisme de l'oscillation et à la dynamique du ménisque. Lors des séquences d'oscillations auto-entretenues obtenues expérimentalement, on observe que les signaux de pression et de position du ménisque sont corrélés. Aussi, la question à l'origine des investigations conduites dans ce chapitre est simple : à partir de la mesure des fluctuations de pression dans la bulle de vapeur, est-il possible de déduire la position du ménisque à chaque instant ?

Pour répondre à cette question, le développement est le suivant : en premier lieu, un bilan de quantité de mouvement est appliqué au bouchon de liquide. Ce bilan fait notamment intervenir les frottements du liquide sur les parois du canal. Nous verrons que le terme de frottement peut être écrit de différentes manières selon l'hypothèse faite sur le profil de vitesse dans le bouchon de liquide. L'équation issue de ce premier calcul permet d'obtenir une expression de la fréquence d'oscillation, moyennant une hypothèse sur la transformation subie par la vapeur. Dans leur description d'un PHP mono-branche, Das *et al.* supposent que la vapeur est comprimée de manière adiabatique. Or, dans notre cas, cette hypothèse ne permet pas de prédire avec précision la fréquence d'oscillation.

Nous sommes donc conduits, dans un second temps, à nous interroger sur le rôle de l'évaporation-condensation dans l'établissement de la fréquence, ainsi que sur le rôle du réservoir. Une expérience d'oscillations en conditions isothermes a été menée, afin de s'affranchir du changement de phase. Elle révèle notamment que l'effet non-linéaire engendré par le réservoir est lui-aussi responsable de l'écart constaté entre prédiction et mesure de la fréquence d'oscillation.

Enfin, l'algorithme de résolution numérique de l'équation de mouvement est décrit, et le résultat du calcul est comparé à la position du ménisque observée dans la cellule de Hele-Shaw. La reconstruction de la position du ménisque à chaque instant permet ensuite de calculer l'évolution temporelle de la masse de vapeur, et de décrire le cycle thermodynamique produit par le système. On en déduit notamment la quantité d'énergie nécessaire à l'entretien de l'oscillation.

L'analyse de la dynamique de l'oscillation constitue un pré-requis indispensable à l'analyse de la dynamique du film : plus tard, le comportement du film liquide pourra être discuté en corrélation avec l'évolution de la masse de vapeur.

## 4.1. Équation de mouvement

### 4.1.1. Bilan des forces en volume ouvert

La figure 4.1 est une représentation schématique du système. On délimite un volume de contrôle  $\mathcal{D}$  (en trait épais rouge), contenant la bulle de vapeur et le bouchon de liquide. Il est ouvert sur le réservoir. À chaque instant, du liquide est échangé entre le réservoir et le tube : les principes de conservation de la masse ou de conservation de l'énergie mécanique, tels qu'ils sont mis en oeuvre dans les approches [78, 101] sont difficiles à appliquer dans notre cas.

Le repère cartésien est défini sur la figure 4.1. L'axe dirigé par  $\vec{y}$  est orienté vers le haut, et  $\vec{e}_y$  est son vecteur unitaire. L'origine du repère est fixée à l'interface d'échange entre le bouchon de liquide et le réservoir, au centre de la section  $S = el$  du tube, avec  $e$  l'épaisseur du tube dans la direction  $\vec{z}$ , et  $l$  sa largeur dans la direction  $\vec{x}$ . On identifie  $S_1$  et  $S_2$  les sections supérieure et inférieure du domaine  $\mathcal{D}$ , auxquelles on associe les normales  $\vec{n}_1$  et  $\vec{n}_2$ . La position du ménisque est décrite par la

variable  $Y$ , par rapport à la surface  $S_1$ . La vitesse  $\vec{u}$  dans le bouchon de liquide est orientée selon  $\vec{y}$  :  $\vec{u} = u(x, z, t) \cdot \vec{e}_y$ . Dans la suite, nous introduirons également la vitesse moyennée sur la section  $S$  constante du tube, notée  $v$ , qui ne dépend que du temps  $t$  :  $\vec{v} = v(t) \cdot \vec{e}_y$ .

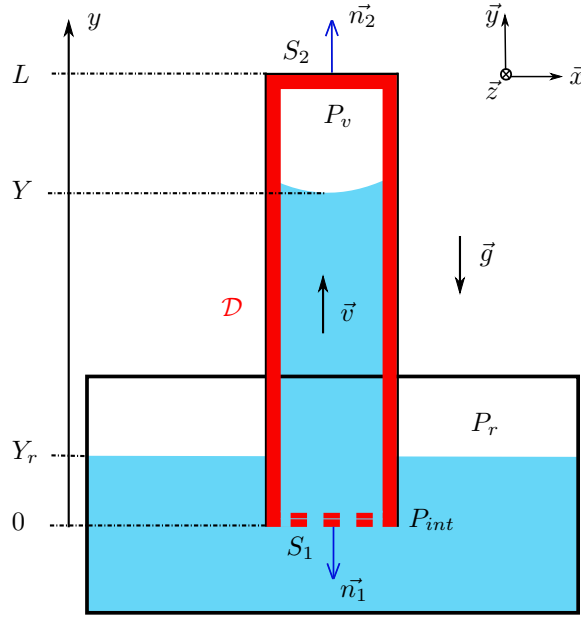


FIGURE 4.1. – Représentation schématique du système, définition du repère et du volume de contrôle.

Supposons que tous les points du ménisque aient la même vitesse  $v = \dot{Y} = u_y(x, z, t)$ . Le point désigne la dérivée par rapport au temps. Quel que soit le sens de déplacement du ménisque, le bilan de quantité de mouvement sur le domaine  $\mathcal{D}$  s'écrit [27] :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{D}} \rho \vec{u} d\omega + \iint_{\mathcal{A}} \rho \vec{u} (\vec{u}_n \cdot d\vec{S}) = m\vec{g} - \iint_{\mathcal{A}} P \vec{n} dS + \iint_{\mathcal{A}} \vec{\tau} dS \quad (4.1)$$

où  $\mathcal{A}$  est la surface entourant le domaine  $\mathcal{D}$  (parois latérales, couvercle, interface liquide avec le réservoir), et  $d\omega$  est le volume élémentaire. La vitesse  $\vec{u}_n$  est définie par :  $\vec{u}_n = (\vec{u} \cdot \vec{n}) \vec{n}$ , avec  $\vec{n}$  le vecteur normal à  $\mathcal{A}$  dirigé vers l'extérieur du domaine  $\mathcal{D}$ . Les différents termes des deux membres de l'équation (4.1) sont explicités dans la suite.

Le premier terme du membre de gauche se développe :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{D}} \rho \vec{u} d\omega = \rho S \frac{d}{dt} \int_0^Y \vec{v} dY \quad (4.2)$$

$$= \rho S \frac{d}{dt} (\vec{v} Y) \quad (4.3)$$

$$= \rho S \left( v \frac{dY}{dt} \vec{e}_y + Y \frac{dv}{dt} \vec{e}_y \right) \quad (4.4)$$

Par définition,  $v = \dot{Y}$ , et  $\frac{dv}{dt} = \ddot{Y}$ . On peut écrire :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{D}} \rho \vec{u} d\omega = \rho S \left( \ddot{Y} Y + \dot{Y}^2 \right) \vec{e}_y \quad (4.5)$$

Le flux de quantité de mouvement est nul sur la surface  $S_2$  et sur les parois latérales, mais non nul à l'interface  $S_1$  entre le liquide et le bain.

$$\iint_A \rho \vec{u} (\vec{u}_n \cdot d\vec{S}) = - \iint_{S_1} \rho u u \vec{e}_y dS \quad (4.6)$$

$$\simeq -\rho S v^2 \vec{e}_y \quad (4.7)$$

$$\simeq -\rho S \dot{Y}^2 \vec{e}_y \quad (4.8)$$

Notons que le terme  $\rho S v$  constitue le débit massique.

Dans le domaine  $\mathcal{D}$ , la masse de vapeur est négligeable devant la masse de liquide  $m$ . Le poids s'exprime :

$$m\vec{g} = -\rho S Y g \vec{e}_y \quad (4.9)$$

On note  $P_{int}$  la pression à l'interface entre le tube et le réservoir, et on rappelle que  $P_v$  désigne la pression dans la bulle de vapeur. Les vecteurs  $\vec{n}_1$  et  $\vec{n}_2$  sont respectivement les normales aux surfaces d'application de ces pressions, telles que :  $\vec{e}_y = -\vec{n}_1 = \vec{n}_2$ .

$$\iint_A P \vec{n} dS = \iint_{S_2} P_v \vec{n}_2 dS_2 + \iint_{S_1} P_{int} \vec{n}_1 dS_1 \quad (4.10)$$

$$= S (P_v - P_{int}) \vec{e}_y \quad (4.11)$$

Enfin, les forces de frottements s'expriment :

$$\iint_A \vec{\tau} dS = -\tau p Y \vec{e}_y \quad (4.12)$$

avec  $\tau$  le taux de cisaillement dû aux frottements contre les parois du tube. Cette valeur est moyennée sur la surface latérale. Le périmètre mouillé qu'on considère est  $p = 2l$ , en négligeant les frottements sur les parois latérales d'épaisseur  $e \ll l$ . Le taux de cisaillement sera défini dans la suite.

Finalement, l'équation (4.1) projetée sur l'axe  $\vec{y}$  donne :

$$\rho S (\ddot{Y} Y + \dot{Y}^2) - \rho S \dot{Y}^2 = -\rho g S Y + S (P_{int} - P_v) - \tau p Y, \quad (4.13)$$

et se simplifie :

$$\rho \ddot{Y} Y = -\rho g Y + P_{int} - P_v - \frac{p}{S} \tau Y. \quad (4.14)$$

Dans l'expression (4.14) la pression  $P_{int}$  est encore une inconnue. L'équation de Bernoulli relie  $P_{int}$  à  $P_r$ , en supposant que la vitesse à la surface du liquide dans le réservoir est nulle :

$$P_{int} + \frac{1}{2} \rho \dot{Y}^2 = P_r + \rho g Y_r \quad (4.15)$$

avec  $Y_r$  le niveau de liquide dans le réservoir, par rapport au bas du canal (figure 4.1). Ces deux dernières équations (4.14) et (4.15) décrivent le mouvement du liquide dans le canal sans prendre en compte l'effet que peut induire la présence du réservoir.



### 4.1.2. Pertes de charge singulières

Au niveau de l'embouchure du tube, les pertes de charge singulières sont également à prendre en compte. Le tube plonge dans un réservoir de dimension très grande devant sa section  $S$ . On peut assimiler cet embranchement à un orifice de Borda, avec écoulement rentrant ou sortant. La valeur du coefficient  $b$  de perte de charge singulière associé, selon le sens de l'écoulement, est tabulé [57] :  $b = -\frac{1}{2}$  en écoulement rentrant ( $\dot{Y} > 0$ ), et  $b = 1$  en écoulement sortant ( $\dot{Y} < 0$ ). L'équation (4.14) donne enfin :

$$\rho\ddot{Y}Y = -\rho g(Y - Y_r) + P_r - P_v - \frac{1}{2}\rho\dot{Y}^2 + \frac{1}{2}b\rho\dot{Y}^2 - \frac{p}{S}\tau Y \quad (4.16)$$

Cette dernière expression constitue l'équation différentielle du mouvement du ménisque dans le canal. Elle est en accord avec l'équation de mouvement d'un ménisque dans un capillaire ouvert, avancée par Lorenceau et Quéré [78, 101] à partir d'une approche énergétique. Il est à noter que, dans leur cas,  $b = -1$  lorsque  $\dot{Y} > 0$ , en raison de l'épaisseur très fine du tube capillaire utilisé [57]. Pour la même raison, les pertes de charge à l'embouchure sont également un terme dominant de leur équation. Notre configuration est différente.

Notre expérience donne la mesure des pressions  $P_r$  et  $P_v$ . En revanche, le terme de dissipation visqueuse,  $\tau$  reste à déterminer pour envisager la résolution numérique de l'équation.

## 4.2. Introduction de la dissipation visqueuse

### 4.2.1. Équation de Navier-Stokes linéarisée

Dans toute la première partie, nous avons supposé que la vitesse du bouchon de liquide était moyennée sur toute la largeur du tube, et qu'elle ne dépendait que du temps :  $\vec{v} = v(t)\vec{e}_y$ . Or, pour obtenir une expression du taux de cisaillement, il est nécessaire de supposer un profil de vitesse dans le bouchon. Nous devons revenir sur notre première hypothèse, et supposer à présent que la vitesse du bouchon est fonction de la coordonnée  $z$ . D'autre part, la vitesse est définie par sa composante verticale  $u_y$ . Nous la noterons :  $\vec{u} = u_y(z, t)\vec{e}_y$ . Selon cette nouvelle hypothèse, le terme non-linéaire  $(\vec{u} \cdot \nabla) \cdot \vec{u}$  de l'équation de Navier-Stokes est nul. La pression  $P_v$  est une fonction de la coordonnée verticale  $y$ , et du temps  $t$  :  $P_v = P_v(y, t)$ . L'équation de continuité est vérifiée :  $\text{div}(\vec{u}) = 0$ . L'équation de Navier-Stokes linéarisée équivalente à (4.1) s'écrit :

$$\rho \frac{\partial u_y}{\partial t} = -\rho g - \frac{\partial \Delta P}{\partial y} + \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \quad (4.17)$$

avec  $\Delta P = P_r - P_v$ . En supposant un profil de vitesse réaliste, la résolution de cette équation nous permet de connaître le taux de cisaillement,  $\tau$ .

### 4.2.2. Expression du frottement pour un écoulement de Poiseuille

Dans notre régime établi, le ménisque oscille à 1,5 Hz sur une amplitude crête-crête d'environ 15 cm (d'après les visualisations caméra). Sa vitesse maximale est  $0,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Le nombre de Rey-

nolds, calculé pour cette vitesse maximale, donne :

$$Re = \frac{\rho u_{y_{max}} e}{\mu} \simeq 700, \quad (4.18)$$

avec  $\mu$  la viscosité dynamique de l'éthanol,  $\rho$  sa masse volumique, et  $u_{y_{max}}$  la vitesse maximum du bouchon de liquide, au centre du canal. L'application numérique utilise la valeur des constantes prises à 35 °C :  $\rho = 777 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , et  $\mu = 0,9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Ces paramètres sont disponibles en annexe B. Le nombre de Reynolds suggère que l'écoulement au sein du canal est de type laminaire. Dans un premier temps, on calcule donc le taux de cisaillement pour un écoulement de type Poiseuille. Dans ce cas, la vitesse  $u$  est indépendante du temps et est fonction de  $z$  uniquement (figure 4.2).

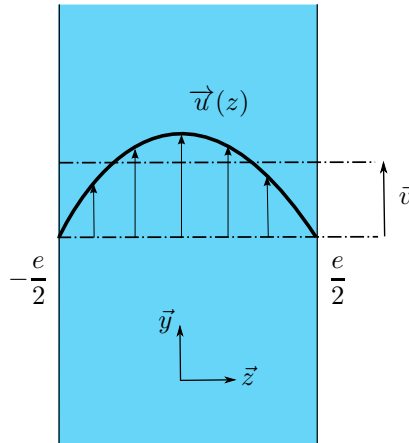


FIGURE 4.2. – Profil de vitesse laminaire dans le canal, selon l'orientation des axes définie au paragraphe précédent, pour un ménisque ascendant.

Le profil de vitesse, pour un écoulement de Poiseuille, s'écrit :  $u(z) = u_{y_{max}} \left( 1 - \frac{z^2}{(e/2)^2} \right)$ . Le taux de cisaillement vaut :

$$\tau = -\mu \left. \frac{du_y(z)}{dz} \right|_{e/2} = \frac{4\mu u_{y_{max}}}{e} \quad (4.19)$$

D'autre part, on exprime la vitesse moyenne sur toute la largeur du tube,  $v$ , définie par l'intégrale de la vitesse sur la section du tube. La vitesse  $v$  est aussi appelée la vitesse « débitante » :

$$v = \frac{1}{e} \int_{-e/2}^{e/2} u_y(z) dz = \frac{2}{3} u_{y_{max}} \quad (4.20)$$

Comme  $v = \dot{Y}$  :

$$\tau = \frac{6\mu}{e} \dot{Y} \quad (4.21)$$

Cette expression de  $\tau$  est une première approximation. En réalité, la vitesse est oscillante, et le profil de Poiseuille n'a pas le temps de s'établir complètement. La profondeur de diffusion de la viscosité s'exprime [74] :  $l_{Poi} = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$ , avec  $\nu$  la viscosité cinématique du liquide et  $\omega$  la pulsation d'oscillation du ménisque. Une application numérique donne  $l_{Poi} \simeq 0,8 \text{ mm}$ , avec  $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , et  $\omega = 1,5 \text{ Hz}$ . La demi-largeur de notre canal est de 1 mm. Par conséquent, le profil de Poiseuille

n'a pas le temps d'être établi sur une période d'oscillation. Un profil de vitesse oscillant, plus réaliste, est donc proposé dans la suite.

### 4.2.3. Généralisation à un écoulement oscillant

On considère maintenant un profil de vitesse oscillant inertiel, dont le schéma de la figure 4.3 est une représentation hypothétique. Dans le cas d'un écoulement oscillant, la vitesse  $\vec{u}$  est fonction du temps de manière périodique. Aussi, pour simplifier les calculs, il est possible d'utiliser les transformées de Fourier. Le développement suivant s'inspire des résultats [94, 122, 123].

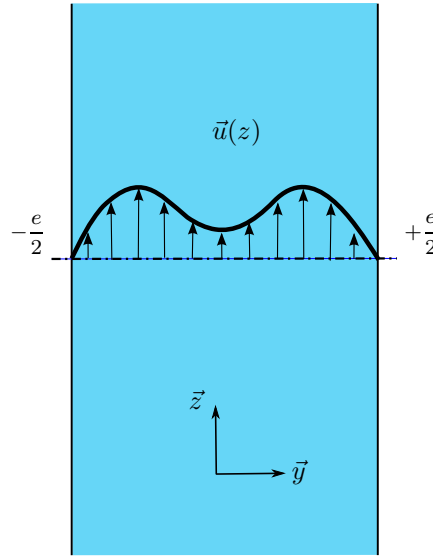


FIGURE 4.3. – Profil de vitesse (hypothétique) en écoulement oscillant.

La transformée de Fourier utilisée est définie par :

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt \quad (4.22)$$

avec  $\omega$  la variable indépendante. Selon la transformation précédente, la dérivée temporelle  $\dot{u}$  devient  $i\omega\tilde{u}$  dans l'espace de Fourier. Reprenons l'équation (4.17) en tenant compte du terme d'inertie et explicitons-la dans cet espace :

$$i\omega\rho\tilde{u}_y = -\frac{\partial\tilde{P}^*}{\partial y} + \mu\frac{\partial^2\tilde{u}_y}{\partial z^2} \quad (4.23)$$

$$\frac{1}{\mu}\frac{\partial\tilde{P}^*}{\partial y} = \frac{\partial^2\tilde{u}_y}{\partial z^2} - \lambda^2\tilde{u}_y \quad (4.24)$$

avec  $P^* = P_r - P_v + \rho gY$ . En posant  $\lambda = \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}}$ , l'équation (4.17) prend la forme de l'équation différentielle de mouvement d'un oscillateur harmonique. On en déduit la forme de la solution :

$$\tilde{u}_y = -\frac{1}{i\omega\rho}\frac{\partial\tilde{P}^*}{\partial y} + \underline{A}_1 e^{\lambda z} + \underline{A}_2 e^{-\lambda z} \quad (4.25)$$

et  $(\underline{A}_1, \underline{A}_2) \in \mathbb{C}$ . La condition de non-glissement à la paroi implique que  $\tilde{u}_y(z)|_{e/2} = \tilde{u}_y(z)|_{-e/2} = 0$ . Ces deux conditions aux limites nous permettent d'exprimer les constantes  $\underline{A}_1$  et  $\underline{A}_2$ , et d'en déduire

l'expression de la vitesse  $u_y(z)$  [94] :

$$\tilde{u}_y(z) = -\frac{1}{i\omega\rho}\partial_y\tilde{P}^* \left( \frac{\cosh(\lambda z)}{\cosh(\lambda e/2)} - 1 \right) \quad (4.26)$$

Le terme de pression  $\partial_y P^*$  reste à expliciter. Pour cela, exprimons à présent la vitesse débitante dans l'espace de Fourier, notée  $\tilde{v}$  :

$$\tilde{v} = -\frac{1}{e} \int_{-e/2}^{e/2} \tilde{u}(z) dz = \frac{1}{i\omega\rho} \partial_y \tilde{P}^* \left( \frac{2 \tanh(\lambda \frac{e}{2})}{\lambda e} - 1 \right) \quad (4.27)$$

On en déduit la relation entre pression et écoulement :

$$-\frac{1}{i\omega\rho} \partial_y \tilde{P}^* = \tilde{v} \left( \frac{2 \tanh(\lambda \frac{e}{2})}{\lambda e} - 1 \right)^{-1} \quad (4.28)$$

La contrainte tangentielle de cisaillement s'écrit :  $\tilde{\tau} = \mu \frac{d\tilde{u}_y}{dz} \Big|_{-\frac{e}{2}}$ . Le calcul intermédiaire de la dérivée de la vitesse à partir des expressions (4.26) et (4.28) donne :

$$\frac{d\tilde{u}(z)}{dz} = -\frac{1}{i\omega\rho} \partial_y \tilde{P}^* \frac{\lambda \sinh(\lambda z)}{\cosh(\lambda \frac{e}{2})} \quad (4.29)$$

$$= \tilde{v} \frac{\lambda \sinh(\lambda z)}{\cosh(\lambda \frac{e}{2})} \left[ \frac{2 \tanh(\lambda \frac{e}{2})}{\lambda e} - 1 \right]^{-1} \quad (4.30)$$

$$\Rightarrow \frac{d\tilde{u}(z)}{dz} \Big|_{-\frac{e}{2}} = -\lambda \tilde{v} \tanh(\frac{\lambda e}{2}) \left[ \frac{2 \tanh(\lambda \frac{e}{2})}{\lambda e} - 1 \right]^{-1} \quad (4.31)$$

D'où le taux de cisaillement pour un écoulement de type oscillant [94] :

$$\tilde{\tau} = -\mu \lambda \tilde{v} \tanh(\frac{\lambda e}{2}) \left[ \frac{2 \tanh(\lambda \frac{e}{2})}{\lambda e} - 1 \right]^{-1} \quad (4.32)$$

La limite lorsque  $\lambda$  tend vers zéro de l'expression (4.32) correspond bien au taux de cisaillement dans le cas d'un écoulement de Poiseuille (cf. équation (4.21)) :

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \tilde{\tau} = \frac{6\mu\tilde{v}}{e} \quad (4.33)$$

L'expression du taux de cisaillement pour le cas d'un écoulement oscillant constitue un cas plus général que celui de Poiseuille. Au moment de résoudre l'équation complète du mouvement, c'est donc l'expression (4.32) qui sera préférée. On rappelle, pour la suite, que la vitesse débitante n'est autre que la dérivée de la position, ce qui se traduit dans l'espace de Fourier :  $\tilde{v} = i\omega\tilde{Y}$ .

Finalement, en incluant le terme (4.32) dans l'équation de mouvement (4.16) (transposée dans l'espace de Fourier), il est possible d'exprimer la position  $\tilde{Y}$  du ménisque en fonction de la différence

de pression mesurée. Au préalable, voyons si la linéarisation de l'équation (4.16) permet d'obtenir une bonne approximation de la pulsation de l'oscillation.

### 4.3. Pulsation de l'oscillation

Lorsque le PHP est en fonctionnement auto-entretenu, on mesure une fréquence d'oscillation de 1,5 Hz. Des variations raisonnables de certaines conditions opératoires ne modifient pas la fréquence d'oscillation. Par exemple, une modification de la température au condenseur (entre 0 et 10 °C en valeur absolue), ainsi qu'un changement de puissance injectée à l'évaporateur (entre 40 et 70 W) ne perturbent pas significativement la pulsation. Par contre, un changement de la pression dans le réservoir (qui conditionne la pression moyenne dans la bulle de vapeur) entre 120 et 250 hPa modifie légèrement la fréquence mesurée. D'après [29], la fréquence de résonance est fixée par l'effet pendulaire généré par la gravité et l'inertie du liquide, ainsi que de l'effet ressort généré par la compression de la vapeur dans la bulle.

#### 4.3.1. Introduction de la longueur de masse ajoutée et linéarisation

L'inertie du liquide dans le réservoir a un impact sur le mouvement du ménisque. Une façon de prendre en compte ce phénomène de manière linéaire est d'introduire une masse ajoutée de liquide en mouvement dans le réservoir. La masse ajoutée s'exprime  $\rho SL_r$ , où  $S$  est la section du canal et  $L_r$  est la longueur de liquide dans le réservoir qui participe aux oscillations [29, 91]. L'équation (4.16) se réécrit :

$$\rho\ddot{Y}(Y + L_r) = -\rho g(Y - Y_r) + P_r - P_v - \frac{1}{2}\rho\dot{Y}^2 + \frac{1}{2}b\rho\dot{Y}^2 - \frac{p}{S}\tau Y \quad (4.34)$$

Elle comporte des termes non-linéaires. Notre approche consiste à étudier son équivalent linéarisé. Posons :

$$Y(t) = \bar{Y} + \delta Y \quad (4.35)$$

avec  $\bar{Y}$  la composante majeure de  $Y$ , et  $\delta Y$  une petite fluctuation, de telle sorte que  $\delta Y \ll \bar{Y}$ . Il est à noter que la variable  $\bar{Y}$  ne désigne pas la position moyenne de l'oscillation, mais une hauteur de ménisque par rapport au pied du canal, à laquelle on associe la pression  $\bar{P}_v$  statique :

$$\bar{P}_v = P_r - \rho g(\bar{Y} - Y_r) \quad (4.36)$$

On définit également la petite variation de pression  $\delta P$ , correspondant à  $\delta Y$  :

$$\delta P = P_v - \bar{P}_v \quad (4.37)$$

Avec l'introduction de (4.35) et (4.36), et la simplification due à (4.37), l'équation (4.34) se réécrit :

$$\rho\delta\ddot{Y}(\bar{Y} + L_r) + \frac{2}{e}\tau\bar{Y} + \rho g\delta Y = -\delta P - \delta Y\delta\ddot{Y} - \frac{b-1}{2}\rho\delta\dot{Y}^2 - \frac{2}{e}\tau\delta Y \quad (4.38)$$

en séparant les termes linéaires (à gauche) des termes non-linéaires (à droite). Quel que soit le type d'écoulement utilisé (Poiseuille ou oscillant),  $\tau$  est une fonction de  $\dot{Y}$ . Par définition de  $Y$  (4.35) :  $\tau = f(\delta\dot{Y})$ . Le terme de cisaillement figure donc parmi les termes non-linéaires.

### 4.3.2. Pulsation propre

On suppose dans un premier temps que l'évaporation et la condensation n'impactent pas la fréquence propre des oscillations (conservation de l'énergie) [89, 91, 93]. On suppose donc que la compression-dilatation de la vapeur est adiabatique [47]. D'après le premier principe de la thermodynamique pour une compression adiabatique :

$$m_v c_{vv} dT = -P_v dV \quad (4.39)$$

avec  $m_v$  la masse de vapeur dans la bulle :  $m_v = \rho_v S Y_b$ ,  $c_{vv}$  sa chaleur spécifique à volume constant,  $V$  le volume de la bulle et  $T$  la température de la vapeur.  $Y_b$  est la longueur de la bulle de vapeur, définie par :  $Y_b = L - Y$ , où  $L$  est la longueur totale du tube capillaire (cf. schéma 4.1). On suppose aussi que la vapeur se comporte comme un gaz parfait :

$$P_v = \frac{m_v R T}{M_v S Y_b} \quad (4.40)$$

avec  $M_v$  la masse molaire du gaz,  $R$  la constante des gaz parfaits. On injecte l'expression (4.40) dans (4.39), et on linéarise :

$$\frac{\delta T}{T} = -\frac{M_v R}{c_{vv}} \frac{\delta V}{V} \quad (4.41)$$

D'autre part, puisque la masse de vapeur  $m_v$  est invariable, l'équation (4.40) permet :

$$\frac{\delta P}{P_v} = \frac{\delta T}{T} - \frac{\delta V}{V} \quad (4.42)$$

On note que  $\frac{\delta V}{V} = -\frac{\delta Y}{\bar{Y}}$ . De la combinaison de (4.41) et (4.42), on tire :

$$\delta P = -\frac{\gamma \bar{P}_v \delta Y}{\bar{Y}_b} \quad (4.43)$$

où  $\bar{Y}_b$  représente la longueur moyenne de la bulle de vapeur. Par ailleurs, la version linéarisée et sans termes dissipatifs de l'équation (4.38) s'écrit :

$$\rho(\bar{Y} + L_r) \delta \ddot{Y} + \rho g \delta Y = -\delta P \quad (4.44)$$

La combinaison de ces deux dernières équations permet d'extraire une équation de la forme  $\delta \ddot{Y} + \omega_0^2 \delta Y = 0$ , où  $\omega_0$  est la pulsation propre du système [29, 47], telle que :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\gamma \bar{P}_v}{\rho \bar{Y}_b (\bar{Y} + L_r)} + \frac{g}{\bar{Y} + L_r}} \quad (4.45)$$

avec  $\gamma = R/(M_v c_{vv}) + 1$  l'indice adiabatique, et  $L_r$  la longueur de masse ajoutée. L'application numérique de cette expression utilise la masse volumique prise pour une température moyenne dans la colonne de 35 °C :  $\rho = 777 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , et  $\gamma = 1,1$  pour la vapeur d'éthanol. Pour une première approximation, il est possible de choisir la longueur  $\bar{Y}$  au milieu de la longueur adiabatique (position très réaliste). Cependant, un calcul ultérieur nous permettra de déterminer  $\bar{Y}$  avec précision. Nous retiendrons donc cette valeur pour le calcul :  $\bar{Y} = 67 \text{ cm}$  (déterminée au paragraphe 4.6.2). De même, la détermination de  $L_r$  a fait l'objet d'une expérience particulière, décrite dans la suite (paragraphe 4.3.1), qui conduit à la valeur  $L_r = 15 \text{ cm}$ . On obtient ainsi l'estimation  $f = \omega_0/(2\pi) = 2,15 \text{ Hz}$ , à comparer avec la fréquence d'oscillation mesurée expérimentalement de 1,5 Hz. Une approximation linéaire ne nous permet donc pas d'obtenir une estimation correcte de la fréquence d'oscillation. On peut s'interroger sur l'impact du changement de phase sur la fréquence.

#### 4.4. Étude de l'influence du changement de phase sur la pulsation : expérience « isotherme »

Dans cette section, on observe le comportement des oscillations en s'affranchissant du changement de phase, c'est-à-dire sans apport de chaleur à l'évaporateur. Le ménisque est monté dans l'évaporateur par l'application d'une différence de pression entre le réservoir et le condenseur. L'évaporateur est isotherme. L'objectif est de mesurer la fréquence propre des oscillations dans ces conditions, et de confronter la mesure à la fréquence obtenue par le calcul.

L'expérience initialement imaginée pour évaluer la fréquence propre du bouchon liquide était de tester la réponse du ménisque à une excitation, par exemple une impulsion mécanique. Nous avons rapidement constaté que, quelle que soit la sollicitation, aucune oscillation n'est engendrée de cette façon. Sur la figure 4.4, une impulsion mécanique est donnée à l'instant initial. La pression varie de manière quasiment imperceptible, et le ménisque ne s'écarte pas de sa position d'équilibre. On conclut que, en l'absence d'un apport d'énergie par le chauffage des hublots, il est impossible de comprimer la vapeur, qui reste à l'état de saturation. Il n'y a pas d'effet ressort, et pas d'oscillation. Une autre expérience est donc envisagée.

Dans la seconde expérience, on introduit de l'air dans la phase vapeur, pour jouer le rôle de ressort. Les vannes du réservoir et de l'évaporateur, représentées sur le schéma 4.5, sont ouvertes. Les phases vapeur de la colonne et du réservoir sont alors connectées à l'atmosphère. Le haut de la colonne est laissé à la pression atmosphérique du jour ( $P_{atm} = 998 \text{ hPa}$ ). Le réservoir est ensuite refermé puis chauffé pour faire monter le ménisque en haut de l'évaporateur (figure 4.5(a)). La pression dans le réservoir vaut alors 1050 hPa. Ensuite, une légère surpression est créée en haut de la colonne, en insufflant de l'air par la vanne supérieure (figure 4.5(b)-1.), que l'on referme immédiatement après (figure 4.5(b)-2.). L'air, incondensable, associé à des vapeurs d'éthanol, se trouve piégé en haut de la colonne et va jouer le rôle de ressort lors de l'oscillation du bouchon liquide. L'impulsion initiale est donnée en ouvrant à nouveau la vanne supérieure, brièvement. Elle génère des oscillations de pression dont l'amplitude initiale est d'environ 10 hPa, amorties assez rapidement autour de 6 Hz. Sur la figure 4.6, la vanne est ouverte à l'instant initial, puis refermée à l'instant  $t = 0,17 \text{ s}$  (repéré par un trait vertical pointillé).

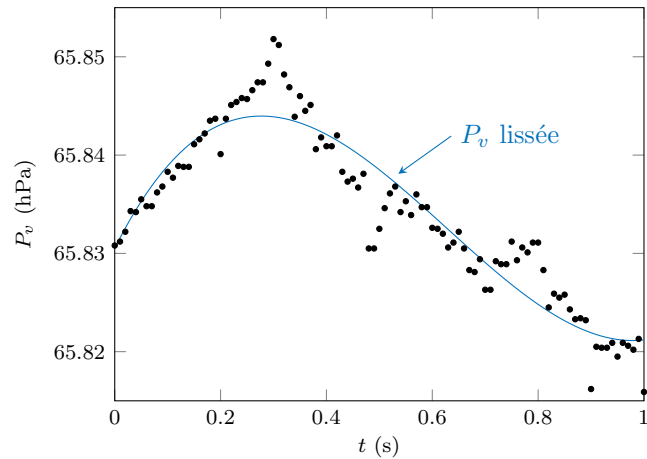


FIGURE 4.4. – Réponse de la pression  $P_v$  à une impulsion mécanique, en conditions isothermes à l'évaporateur. La vapeur est constituée d'éthanol pur.

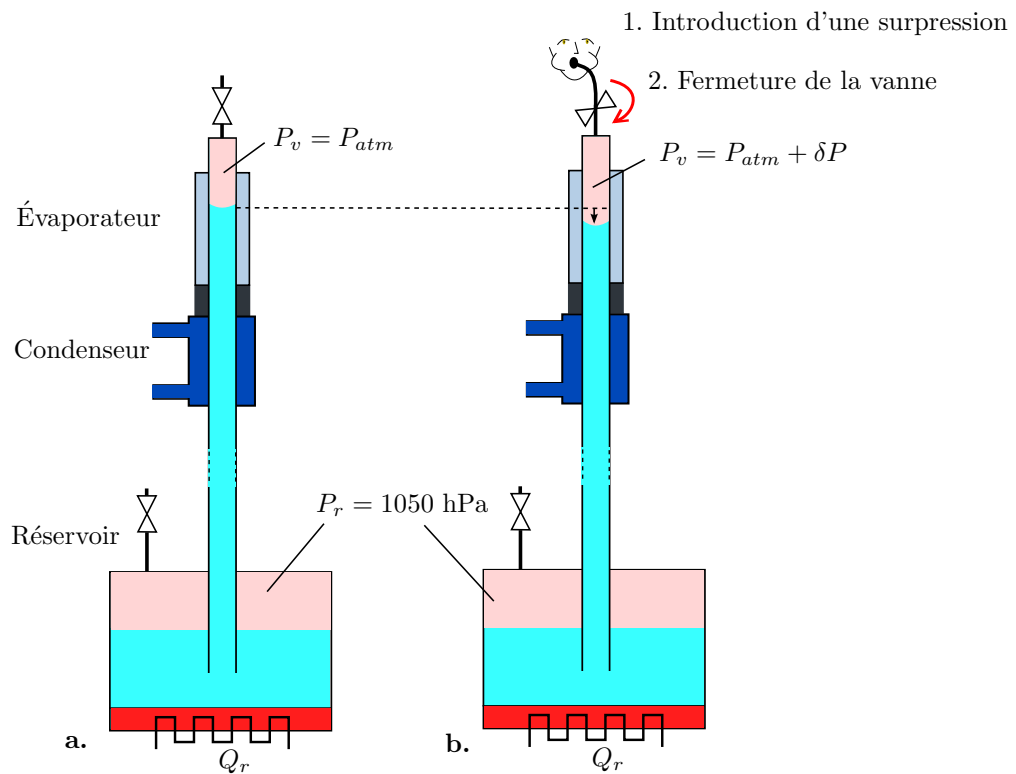


FIGURE 4.5. – Mise en place de l'expérience isotherme avant l'impulsion. **a.** La différence de température entre le réservoir et le haut de la colonne fait monter le ménisque dans la cellule. **b.** L'opérateur introduit une surpression en soufflant dans la bulle de vapeur, puis referme la vanne de l'évaporateur. Lorsque la vanne est ré-ouverte, la différence de pression  $\delta P$  crée une impulsion qui met en mouvement le ménisque.

Le fait de refermer la vanne immédiatement après l'impulsion est absolument nécessaire : si le système est directement en contact avec l'atmosphère, la bulle a un volume infini et l'air ne donne pas l'effet ressort attendu. Les oscillations ne sont donc pas visibles, comme dans le cas de la vapeur d'éthanol pure. Par ailleurs, dans la suite, nous vérifierons que cette expérience est bien réalisée en conditions isothermes.



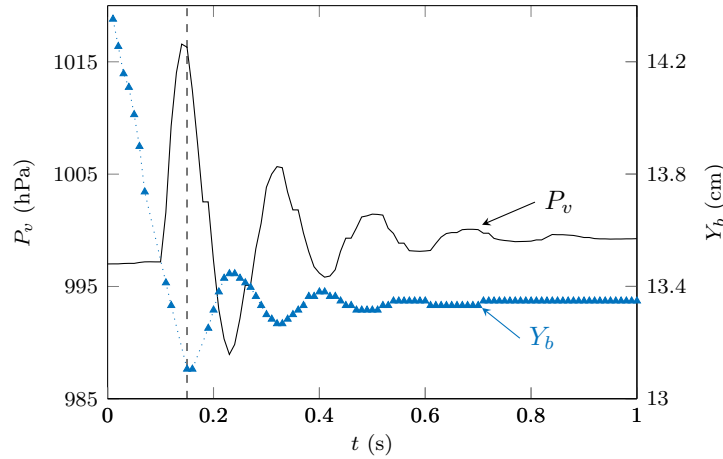


FIGURE 4.6. – Oscillations de pression  $P_v$  et de la taille de la bulle  $Y_b$  en présence d'air dans la vapeur.

#### 4.4.1. Détermination de la pulsation et de l'amortissement

Deux expériences de ce type sont réalisées, pour s'assurer de leur validité. Les oscillations de pression pour les deux expériences sont représentées sur les graphes 4.7(a) et 4.7(b). Elles sont centrées autour de la valeur de stabilisation de la pression.

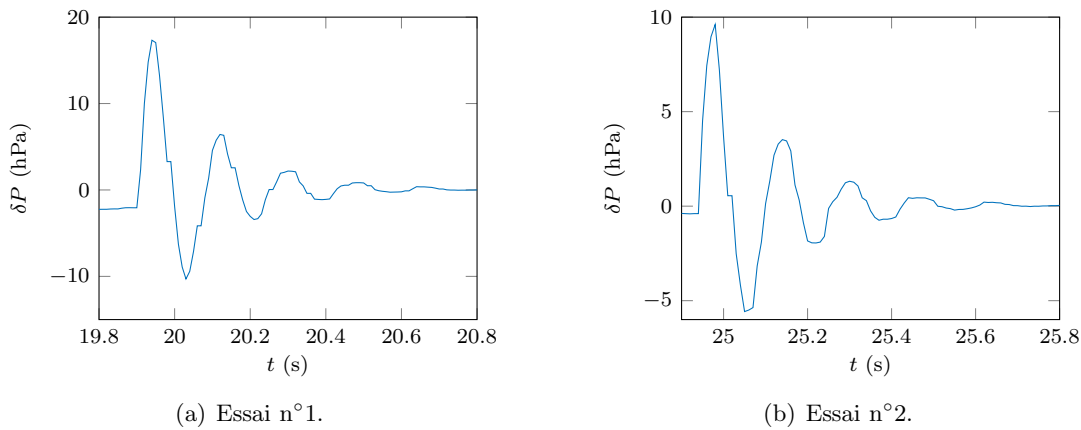


FIGURE 4.7. – Oscillations amorties de la pression dans la bulle, pour les deux essais.

D'après l'expression (4.43), les oscillations de pression obéissent à une loi de la forme :

$$P_v(t) = P_{v0} e^{-\Im(\omega)t} \cos(\Re(\omega)t + \phi) \quad (4.46)$$

avec  $P_{v0}$  l'amplitude, et  $\omega$  la pulsation complexe. Afin de déterminer la pulsation  $\omega$ , il est nécessaire de mesurer les paramètres  $\Re(\omega)$  et  $\Im(\omega)$  à partir de l'expérience.

L'enveloppe des fluctuations de la figure 4.7 est l'exponentielle décroissante  $e^{-\Im(\omega)t}$ . On trace la valeur absolue de la pression dans la vapeur, sur une échelle logarithmique (figures 4.8(a) et 4.8(b)). Les droites noires correspondent à  $e^{-\Im(\omega)t}$ . La valeur de  $\Im(\omega)$  est choisie de manière à ajuster la droite sur les maxima de la valeur absolue de la pression.

Il ne reste plus désormais qu'à trouver la valeur de  $\Re(\omega)$ . L'équation (4.46) est superposée au signaux de pression (figures 4.9(a) et 4.9(b)) par l'ajustement de  $\Re(\omega)$ .

Les deux essais sont bien reproductibles. La valeur de  $\omega_{0mes}$  est déduite de  $\Re(\omega)$  et  $\Im(\omega)$  grâce

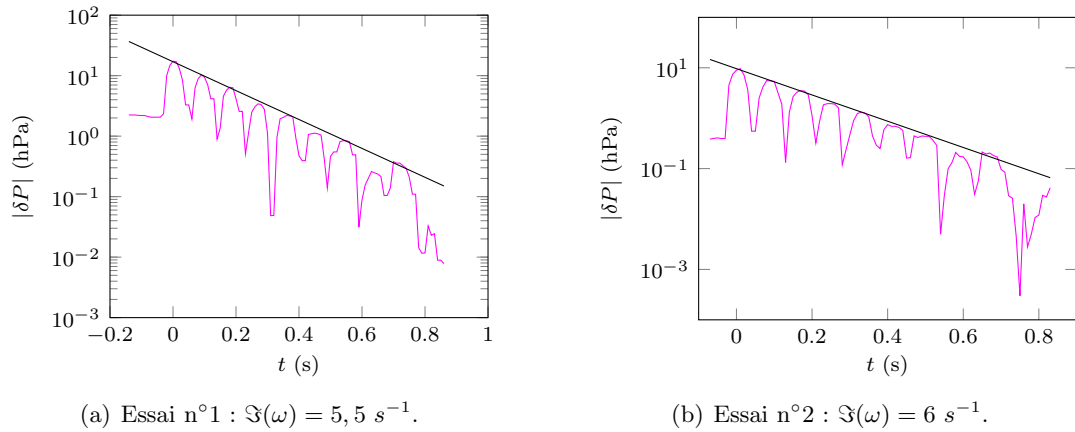


FIGURE 4.8. – Détermination de l'amortissement  $\Im(\omega)$  pour chaque essai, par juxtaposition de l'enveloppe  $e^{-\Im(\omega)t}$  de l'équation (4.58) à la valeur absolue de la pression de vapeur.

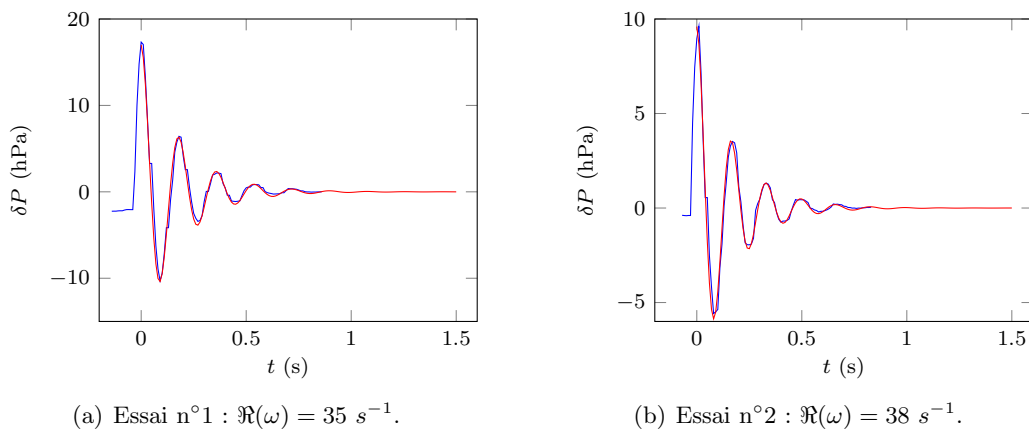


FIGURE 4.9. – Détermination de  $\Re(\omega)$  pour chaque essai, par superposition de la pression calculée grâce à l'équation (4.58) à la pression mesurée.

à l'équation (4.64), dont la démonstration rigoureuse sera proposée dans la suite. Pour l'essai n° 1,  $\omega_{0mes} = 35,4 \text{ s}^{-1}$  ; pour l'essai n° 2,  $\omega_{0mes} = 38,5 \text{ s}^{-1}$ .

#### 4.4.2. Calcul de la pulsation propre pour un mélange vapeur-air

Dans un second temps, voyons s'il est possible de retrouver ces résultats expérimentaux par le calcul. La pression totale dans la bulle, contenant à la fois de l'air et de l'éthanol, est la somme des pressions partielles des deux gaz :

$$P = P_{air} + P_v \quad (4.47)$$

$P_{air}$  et  $P_v$  désignent respectivement les pressions partielles d'air et de vapeur d'éthanol. L'expérience préliminaire a montré que la vapeur d'éthanol pure accommode sa pression à son volume : elle reste à saturation ( $P_v = P_{sat}(T)$ ), et ne joue pas le rôle de ressort. Aussi, dans cette nouvelle expérience, seul l'air génère l'effet ressort. On suppose que l'air se comporte comme un gaz parfait :  $P_{air}V = m_{air}R_{air}T$ , avec  $R_{air} = R/M_{air}$ , où  $M_{air}$  est la masse molaire de l'air. On en déduit

l'égalité :

$$(P - P_{sat}(T))V = m_{air}R_{air}T \quad (4.48)$$

Pour de petites variations autour de la position moyenne, l'équation précédente devient :

$$\frac{\delta P - \left. \frac{dP}{dT} \right|_{sat} \delta T}{\bar{P} - P_{sat}(\bar{T})} = \frac{\delta T}{\bar{T}} - \frac{\delta V}{\bar{V}} \quad (4.49)$$

où  $\left. \frac{dP}{dT} \right|_{sat}$  est la pente de la courbe de saturation à la température  $\bar{T}$ . D'abord, supposons que la compression-dilatation de l'air est adiabatique. D'après le premier principe de la thermodynamique :

$$m_{air}c_{vair}\delta T = -\bar{P}_{air}\delta V \quad (4.50)$$

L'équation des gaz parfaits implique que

$$\implies \frac{\delta T}{\bar{T}} = -\frac{\delta V}{\bar{V}} \frac{R_{air}}{c_{vair}}, \quad (4.51)$$

et il vient, en combinant les (4.49) et (4.51) :

$$\delta P - \left. \frac{dP}{dT} \right|_{sat} \delta T = -\frac{\gamma_{air}\delta V}{\bar{V}}(\bar{P} - P_{sat}(\bar{T})) \quad (4.52)$$

avec  $\gamma_{air} = 1 + R_{air}/c_{vair}$  l'indice adiabatique. On rappelle l'équation linéarisée du mouvement du ménisque, établie à la section 4.3.2 :

$$\rho(\bar{Y} + L_r)\delta\ddot{Y} + \rho g\delta Y = -\delta P \quad (4.53)$$

En remplaçant l'expression de  $\delta P$ , on en déduit la pulsation propre  $\omega_0$  pour une compression adiabatique de l'air :

$$\omega_{0air,a}^2 = \frac{g}{(\bar{Y} + L_r)} + \frac{\gamma_{air}(\bar{P} - P_{sat}(\bar{T})) - (\gamma_{air} - 1) \left. \frac{dP}{dT} \right|_{sat} \bar{T}}{\rho\bar{Y}_b(\bar{Y} + L_r)} \quad (4.54)$$

La nature de la compression-dilatation (adiabatique ou isotherme) n'est pas évidente *a priori*. Si l'on envisage une compression-dilatation isotherme de l'air,  $\delta T = 0$ . L'équation (4.49) est donc simplifiée :

$$\frac{\delta P}{\bar{P} - P_{sat}(\bar{T})} = -\frac{\delta V}{\bar{V}} \quad (4.55)$$

De même que précédemment, en remplaçant l'expression de  $\delta P$  dans l'équation (4.53), on déduit l'expression de la pulsation propre pour le cas où la compression est isotherme :

$$\omega_{0air,iso}^2 = \frac{g}{(\bar{Y} + L_r)} + \frac{\bar{P} - P_{sat}(\bar{T})}{\rho\bar{Y}_b(\bar{Y} + L_r)} \quad (4.56)$$

$\omega_{0mes} (s^{-1})$	$\omega_{0calc} (s^{-1})$	
	$L_r = 0$	$L_r = 15 \text{ cm}$
35,4	38,9	35,3
38,5	43,5	39,5

TABLE 4.1. – Comparaison des fréquences propres calculées et mesurées selon la longueur  $L_r$ , pour les deux essais, en conditions isothermes.

Le tracé du diagramme de Clapeyron (figure 4.10), permet de déterminer la relation entre  $\delta P$  et  $\delta V$ , et ainsi de trancher en faveur d'un type de compression-dilatation. Le diagramme montre un bon accord avec l'équation (4.55). Le coefficient de proportionnalité entre la variation de pression dans la bulle et la variation de sa taille vaut -1, la compression de l'air est donc isotherme.

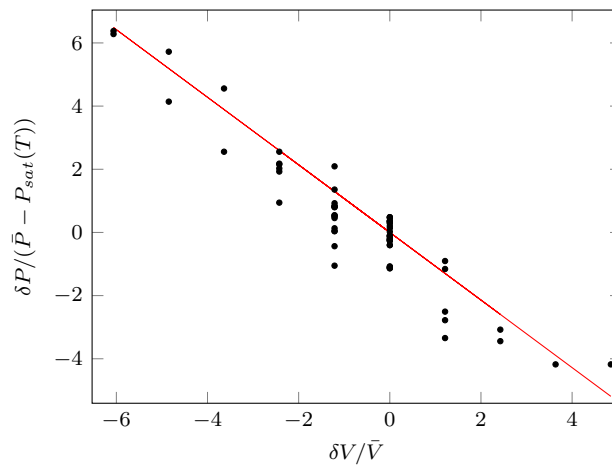


FIGURE 4.10. – Détermination du rapport de proportionnalité entre  $\delta P / (\bar{P} - P_{sat})$  et  $\delta V / \bar{V}$ . La régression linéaire (droite rouge) montre un rapport de -1. L'air est donc comprimé de manière isotherme et l'équation (4.55) est correcte.

La compression adiabatique s'explique par la grande diffusivité thermique de l'air. Calculons la profondeur de pénétration de la température de la paroi dans l'air :  $\delta_{air} = \sqrt{D_{air} / (\pi f_{mes})}$ , avec  $D_{air} = \lambda_{air} / (\rho_{air} C_{p_{air}})$  la diffusivité thermique de l'air. Les constantes sont calculées à 20 °C :  $\lambda_{air} = 0,026 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $\rho_{air} = 1,29 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  et  $C_{p_{air}} = 1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-3} \cdot \text{K}^{-3}$ . L'application numérique donne  $\delta_{air} = 1,2 \text{ mm}$  à la fréquence de  $f_{mes} = 6 \text{ Hz}$ , donc légèrement supérieure à la demi-largeur du canal  $e/2$  (1 mm). Pour le calcul de la fréquence propre, l'expression (4.56) pour un processus isotherme est donc préférée à celle obtenue pour un processus adiabatique (équation (4.45)).

Le calcul de la pulsation propre dans le cas isotherme ( $\omega_{0iso}$ ) fait intervenir la longueur de la bulle de vapeur,  $Y_b$ , que l'on corrige d'une longueur de canal équivalente au « volume mort » (cf. chapitre 2). La table 4.1 présente la comparaison entre valeur mesurée et valeur calculée, selon la longueur de masse ajoutée  $L_r$ .

En conclusion, l'expression (4.56) nous donne une bonne approximation de la pulsation propre mesurée, et il est nécessaire de prendre en compte une longueur de masse ajoutée  $L_r = 15 \text{ cm}$ . Cette valeur de  $L_r$  sera utilisée dans la suite.

## 4.5. Influence de la dissipation sur l'oscillation amortie

Reprenons l'équation de mouvement (4.44), et ajoutons les termes dissipatifs, avec  $\tilde{\tau}$  issu de l'équation (4.32). On exprime  $\delta P$  à l'aide de (4.43), et on prend la transformée de Fourier (4.22) de l'ensemble. On rappelle que  $\lambda = \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}}$ , et que  $\tilde{v} = i\omega\tilde{Y}$ . En éliminant  $\delta\tilde{Y}$ , on obtient :

$$\rho\omega^2\tilde{Y} = \rho g + \frac{\gamma_{air}\bar{P}_v}{Y_b} - i\omega\lambda\mu\frac{2\tilde{Y}}{e} \tanh\left(\frac{e\lambda}{2}\right) \left(\frac{2 \tanh\left(\frac{e\lambda}{2}\right)}{\lambda e} - 1\right)^{-1} \quad (4.57)$$

Dans l'espace réel, le système se comporte de la même manière qu'un oscillateur amorti de type masse-ressort :

$$Y(t) = Y_0 e^{-\Im(\omega)t} \cos(\Re(\omega)t + \phi) \quad (4.58)$$

avec  $Y$  la position de l'interface par rapport à l'entrée du canal,  $Y_0$  l'amplitude, et  $\phi$  le déphasage.  $\Re(\omega)$  est la pulsation du système, et  $\Im(\omega)$  est son amortissement. La pression obéit à une loi similaire, cf. équation (4.46).

### 4.5.1. Adimensionnement de l'équation (4.57)

On pose :  $\kappa = \frac{\omega}{\omega_0} \in \mathbb{C}$ . Par ailleurs, on exprime le rapport du temps caractéristique de dissipation visqueuse  $t_{visc} = \frac{e^2}{4\nu}$  et de la période d'oscillation  $\frac{1}{\omega_0}$ , que l'on note  $d_0^2$  :

$$d_0^2 = \omega_0 t_{visc} \quad (4.59)$$

$$\implies d_0 = \frac{e}{2} \sqrt{\frac{\omega_0}{\nu}} \quad (4.60)$$

On réécrit l'équation (4.57) en introduisant les deux variables  $\kappa$  et  $d_0$  :

$$\kappa^2 = 1 - \frac{(i\kappa)^{3/2}}{d_0} \tanh\left(d_0\sqrt{i\kappa}\right) \left[\frac{\tanh\left(d_0\sqrt{i\kappa}\right)}{d_0\sqrt{i\kappa}} - 1\right]^{-1} \quad (4.61)$$

Cette équation constitue un résultat central : il permet d'étudier la fréquence et la dissipation visqueuse dans le cas général en supposant un profil de vitesse oscillatoire.

### 4.5.2. Cas Poiseuille

Le cas d'un écoulement de Poiseuille correspond à la limite lorsque  $\nu$  tend vers l'infini (*i.e.*  $d_0$  tend vers 0) de l'équation (4.61) précédente, qui se simplifie :

$$\kappa^2 = 1 + \frac{3i\kappa}{d_0^2} \quad (4.62)$$

La résolution de cette équation du second degré donne  $\kappa = \frac{3i + \sqrt{4d_0^4 - 9}}{2d_0^2}$ , et :

$$\begin{cases} \Re(\kappa) = \sqrt{1 - \frac{9}{4d_0^4}} \\ \Im(\kappa) = \frac{3}{2d_0^2} \end{cases} \quad (4.63)$$

On retrouve l'expression de la pulsation propre pour le cas classique des oscillateurs harmoniques :

$$\Re(\omega) = \sqrt{\omega_0^2 - \Im(\omega)^2} \quad (4.64)$$

### 4.5.3. Résultats et conclusions

Le calcul de l'amortissement théorique  $\Im(\kappa)$  avec l'expression (4.63) donne, pour les deux essais :  $\Im(\omega)_{Poi} = 2 \text{ s}^{-1}$ . En régime oscillant (en tenant compte de l'inertie du liquide), on obtient  $\Im(\omega)_{osc} \simeq 3 \text{ s}^{-1}$ . La dissipation est effectivement plus importante pour l'écoulement inertiel. Les paramètres utilisés pour l'application numérique sont les mêmes que ceux utilisés au paragraphe 4.5.2, et sont disponibles en annexe B. La valeur expérimentale est  $\Im(\omega) \simeq 6 \text{ s}^{-1}$ . L'écart s'explique par le fait que la dissipation que l'on calcule ne tient pas compte de l'effet du réservoir. Or, une grande partie de la dissipation est susceptible de provenir des pertes de charge singulières à l'embouchure du canal dans le réservoir, comme le remarquent Quéré *et al.* [78, 101]. Dans la suite, pour obtenir la position du ménisque à chaque instant à partir de l'équation (4.38), les pertes de charge singulières à l'embouchure du canal dans le réservoir seront donc prises en compte.

$\Re(\kappa)$  nous indique la fréquence des oscillations, tandis que  $\Im(\kappa)$  indique leur amortissement. Leurs variations en fonction du rapport des temps caractéristiques sont présentées sur la figure 4.11. On remarque que la solution oscillatoire des équations (4.61) et (4.62) n'existe que pour le cas  $d_0^2 > \sqrt{3/2} \simeq 1,22$ . On le constate sur la figure 4.11 : lorsque la dissipation visqueuse est trop importante (ce qui correspond à un temps caractéristique de dissipation  $t_{visc}$  faible), les oscillations n'existent plus. Au contraire, lorsque la dissipation s'atténue, la fréquence des oscillations augmente. La figure 4.11 met en évidence que la fréquence d'oscillation est conditionnée par la dissipation visqueuse.

On résout directement l'équation (4.61) numériquement (fonction *FindRoot* de Mathematica), pour obtenir la valeur de  $\kappa$ . L'application numérique utilise les paramètres  $\rho$  et  $\mu$ , pris à une température de 35 °C, c'est-à-dire la température du liquide dans le réservoir. Les valeurs de ces constantes sont disponibles en annexe B. Le résultat donne  $d_0 = 3,58$  ;  $d_0^2 = 12,82$ . Pour cette valeur, l'amortissement produit par un écoulement oscillant est au moins deux fois supérieur à celui produit par un écoulement de type Poiseuille :  $\Im(\kappa)_{osc} = 0,029$ ,  $\Im(\kappa)_{Poi} = 0,01$ . En ce qui concerne la fréquence d'oscillation, les deux régimes donnent une valeur très proche :  $\Re(\kappa)_{osc} = 0,97$ ,  $\Re(\kappa)_{Poi} = 1$ .

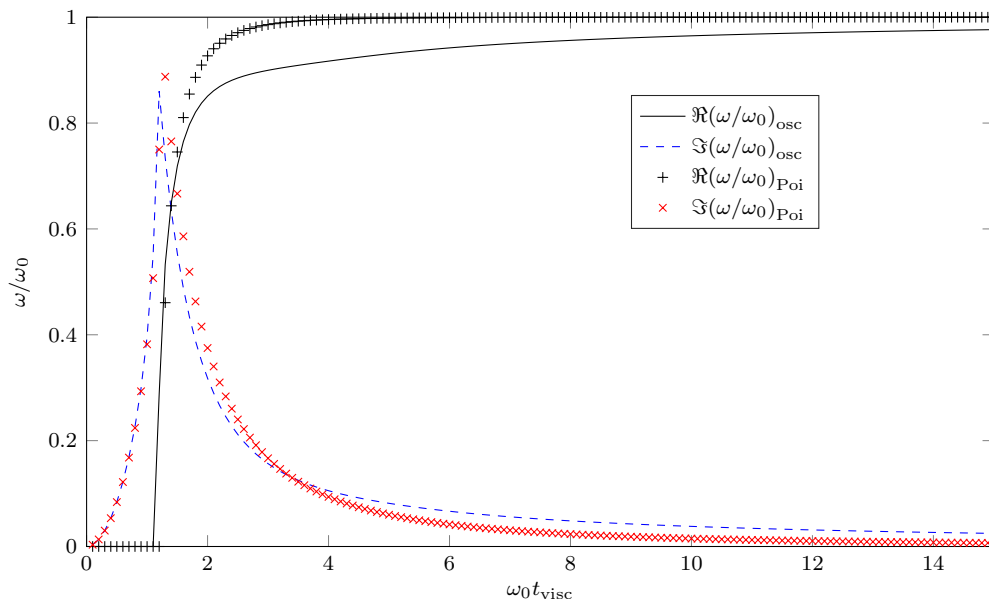


FIGURE 4.11. – Variations des parties réelles et imaginaires de la pulsation adimensionnée  $\kappa$ , pour les différentes approches.

## 4.6. Reconstruction de la position du ménisque à partir du signal de pression

À présent, revenons aux oscillations auto-entretenues. L'objectif de cette section est d'obtenir la position du ménisque dans le canal à chaque instant, notamment lorsqu'il n'est pas visible, à partir du signal de pression, mesuré *in situ*.

### 4.6.1. Algorithme numérique de résolution

La résolution directe de l'équation du mouvement (4.38), rappelée ci-dessous, est compliquée, en raison de la présence de termes non-linéaires dans le membre de droite.

$$\rho \delta \ddot{Y} (\bar{Y} + L_r) + \frac{2}{e} \tau \ddot{Y} + \rho g \delta Y = -\delta P - \delta Y \delta \ddot{Y} - \frac{b-1}{2} \rho \delta \dot{Y}^2 - \frac{2}{e} \tau \delta Y$$

On rappelle que les variables dans l'espace de Fourier sont repérées par la notation  $\tilde{f}$ . Pour simplifier la réécriture de (4.38) dans l'espace de Fourier (et uniquement dans ce but), introduisons les

variables :

$$\alpha = \frac{\bar{Y}}{L_r + \bar{Y}} \quad (4.65)$$

$$\beta = \frac{g}{g + \frac{\gamma P_v}{\rho \bar{Y}_b}} \quad (4.66)$$

$$\underline{\delta Y} = \frac{\delta Y}{\bar{Y}} \quad (4.67)$$

$$\underline{\delta P} = \frac{\beta \delta P}{\rho g \bar{Y}} \quad (4.68)$$

$$\tilde{\tau} = -d_0(i\kappa)^{3/2} \tanh(d_0\sqrt{i\kappa}) \left[ \frac{\tanh(d_0\sqrt{i\kappa})}{d_0\sqrt{i\kappa}} - 1 \right]^{-1} \underline{\delta \tilde{Y}} \quad (4.69)$$

Les termes non-linéaires de l'équation (4.38) sont regroupés dans l'expression  $NL$ , dont l'expression temporelle est :

$$NL = \alpha \left[ \underline{\delta \ddot{Y}} \underline{\delta Y} + \frac{b-1}{2} \underline{\delta \dot{Y}}^2 + \frac{1}{d_0^2} \tau \underline{\delta Y} \right] \quad (4.70)$$

La transformée de Fourier des termes non-linéaires fait intervenir le produit de convolution, dont on rappelle la définition :

$$\tilde{f} * \tilde{g} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\kappa - \kappa') \tilde{g}(\kappa') d\kappa' \quad (4.71)$$

Dans l'espace de Fourier, le terme  $NL$  devient :

$$\tilde{NL} = \alpha \left[ -(\kappa^2 \underline{\delta \tilde{Y}}) * \underline{\delta \tilde{Y}} - \frac{b-1}{2} (\kappa \underline{\delta \tilde{Y}}) * (\kappa \underline{\delta \tilde{Y}}) + \frac{1}{d_0^2} \tilde{\tau} * \underline{\delta \tilde{Y}} \right] \quad (4.72)$$

Avec les variables définies de (4.65) à (4.69), et (4.72), l'équation (4.38) devient :

$$\underbrace{(\beta - \kappa^2) \underline{\delta \tilde{Y}}}_{\tilde{A}} - \underbrace{\frac{\alpha(i\kappa)^{3/2}}{d_0} \tanh(d_0\sqrt{i\kappa}) \left[ \frac{\tanh(d_0\sqrt{i\kappa})}{d_0\sqrt{i\kappa}} - 1 \right]^{-1} \underline{\delta \tilde{Y}}}_{\tilde{B}} = -\underline{\delta \tilde{P}} + \tilde{NL} \quad (4.73)$$

En pratique, l'équation à résoudre dans l'espace de Fourier est, d'après (4.73) :

$$\underline{\delta \tilde{Y}} = \frac{-\underline{\delta \tilde{P}} + \tilde{NL}}{\tilde{A} - \tilde{B}} \quad (4.74)$$

On utilise le signal de pression  $P_v$ , enregistré au cours des essais, comme donnée d'entrée. Le vecteur  $\underline{\delta \tilde{P}}$  est construit en prenant numériquement la transformée de Fourier (*Fast Fourier Transform*) de  $P_v - (P_r - \rho g \bar{Y})$ . Les *FFT* et *iFFT* (dont l'expression analytique est donnée par (4.22)) sont définies



par les formules :

$$\tilde{f}(k) = \sum_{n=1}^N f(n) e^{2i\pi(k-1)\frac{(n-1)}{N}} \text{ pour } 1 \leq k \leq N \quad (FFT) \quad (4.75)$$

$$f(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{f}(k) e^{2i\pi(k-1)\frac{(n-1)}{N}} \text{ pour } 1 \leq n \leq N \quad (iFFT) \quad (4.76)$$

avec  $N$  le nombre d'éléments contenus dans le signal  $\delta\tilde{P}$ . La définition numérique du produit de convolution de  $\tilde{F}$  et  $\tilde{G}$  est :

$$\tilde{F} * \tilde{G}(k) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N \tilde{F}(p) \tilde{G}((k-p) \bmod(N) + 1) \quad (4.77)$$

On construit donc, dans un premier temps, le vecteur de la pulsation adimensionnée  $\kappa_j$ . Sa définition dépend de la parité du nombre d'éléments  $N$  dans le signal dont on prend la *FFT* :

$$\kappa_j = \frac{2\pi f_e}{N\omega_0} \begin{cases} j-1 \text{ pour } j \in [1; \frac{N}{2} + 1] ; j - (N+1) \text{ pour } j \in [\frac{N}{2} + 2; N] \text{ si } N \text{ est pair} \\ j-1 \text{ pour } j \in [1; \frac{N+1}{2}] ; j - (N+1) \text{ pour } j \in [\frac{N+3}{2}; N] \text{ si } N \text{ est impair} \end{cases} \quad (4.78)$$

avec  $f_e$  la fréquence d'échantillonnage ( $f_e = 100$  Hz dans nos expériences).

Dans l'équation (4.74) à résoudre numériquement, le calcul des termes non-linéaires  $\tilde{N}L$  nécessite au préalable de connaître le vecteur  $\delta\tilde{Y}$ . Il faut donc trouver la solution par itération. En pratique, on pose un vecteur  $\delta\tilde{Y}^{(k)}$ , on calcule  $\tilde{N}L^{(k)}$ , puis on en déduit la solution  $\delta\tilde{Y}^{(k+1)}$  de l'équation (4.74). On itère jusqu'à ce que :

$$\delta\tilde{Y}^{(k+1)} - \delta\tilde{Y}^{(k)} \leq \epsilon \quad (4.79)$$

avec  $k$  l'indice de la  $k^{\text{ième}}$  itération,  $\epsilon$  le critère de convergence, choisi suffisamment petit. Lorsque la solution est trouvée dans l'espace de Fourier, on déduit la position du ménisque temporelle en prenant la transformée de Fourier inverse de  $\delta\tilde{Y}$ , définie selon (4.76)). Le calcul de la position du ménisque suit finalement l'algorithme suivant :

(Initialisations)  $k = 0$ ,  $\delta\tilde{Y}^{(k)} = 0$ ,  $\delta\tilde{Y}^{(k+1)} = 0$

(Définitions)  $\kappa$ ,  $\delta\tilde{P}$

**while**  $k = 0$  ou  $|\delta\tilde{Y}^{(k+1)} - \delta\tilde{Y}^{(k)}| > \epsilon$  **do**

Calcul de  $\tilde{N}L^{(k+1)}$  par l'équation (4.72)

$$\delta\tilde{Y}^{(k)} = \delta\tilde{Y}^{(k+1)}$$

$$\delta\tilde{Y}^{(k+1)} = \frac{-\delta\tilde{P} + \tilde{N}L^{(k+1)}}{\tilde{A} - \tilde{B}} ;$$

$k = k + 1$  ;

**end while**

$$\delta Y = \text{iFFT}(\delta \tilde{Y}^{(k)})$$

Le code Mathematica correspondant est disponibles en annexe E. On note que les résultats du calcul ne dépendent pas de  $\gamma$ ,  $\bar{Y}$ ,  $\bar{Y}_b$ , utilisés uniquement pour l'adimensionnement (voir équations (4.65) à (4.68)).

#### 4.6.2. Comparaison avec l'expérience

Le résultat obtenu est présenté sur la figure 4.12. Le tracé de  $Y - Y_{vis}$  (trait noir), avec  $Y_{vis} = 68$  cm la hauteur du bas des hublots de l'évaporateur par rapport au bas du canal, permet de comparer le résultat du calcul à la position mesurée du ménisque. Pour l'application numérique, les paramètres utilisés sont en annexe B. La droite horizontale pointillée représente la position moyenne de l'oscillation,  $\bar{Y}$ , définie par :

$$\bar{Y} = \frac{1}{2} (\max(Y) - \min(Y)) \quad (4.80)$$

$\bar{Y} = 67$ cm est une quantité importante pour la détermination de la fréquence d'oscillation au paragraphe 4.3.2. On note que la position moyenne de l'oscillation se trouve dans la section adiabatique, à la limite de l'entrée dans le condenseur.

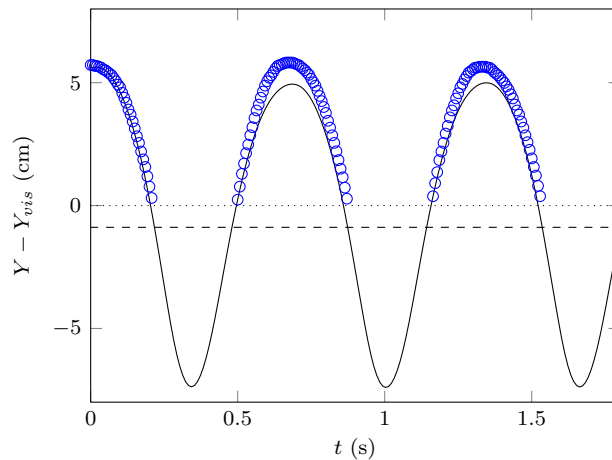


FIGURE 4.12. – Évolution de la position du ménisque calculée à partir de l'équation (4.74) (trait plein), et comparaison avec la position mesurée (cercles). Les tirets horizontaux représentent la position moyenne  $\bar{Y}$ . Les pointillés indiquent la hauteur de l'entrée dans la zone visible de l'évaporateur.

Pour s'assurer de la validité des approximations proposées, on compare la position du ménisque calculée à la position du ménisque dans l'évaporateur filmée grâce à la caméra. Le bas des hublots est repéré par l'ordonnée  $Y = Y_{vis}$ . Pour un ménisque descendant, l'erreur associée à la mesure de la position est de 1 mm. À la montée, elle est de 3 mm, car le ménisque est déformé et l'incertitude sur la mesure de position est plus importante (voir vidéo C.5). Dans les deux cas, la taille de la barre d'erreur est inférieure à celle des caractères utilisés sur la figure 4.12. L'accord entre calcul et mesure est donc satisfaisant.

### 4.6.3. Évolution de la masse de vapeur

L'évolution de la masse de vapeur est obtenue à partir de la position du ménisque. On rappelle que la taille de la bulle de vapeur est donnée par  $Y_b = L - Y$ , où  $L$  est la longueur totale de la colonne. On suppose que la vapeur est un gaz parfait, et que sa température est homogène et égale à  $T > T_{sat}$ . Par ailleurs,  $Y_b$  prend en compte la correction due au volume mort (voir paragraphe 2.1.3). La vapeur se comporte comme un gaz parfait :

$$m_v = \frac{P_v Y_b S M}{RT} \quad (4.81)$$

avec  $m_v$  la masse de vapeur,  $M$  la masse molaire de l'éthanol et  $R$  la constante des gaz parfaits. L'erreur maximale commise sur la position du ménisque ( $\pm 5$  mm) conduit à une erreur maximale de 10 % sur la masse de vapeur. Les résultats sont présentés sur la figure 4.13.

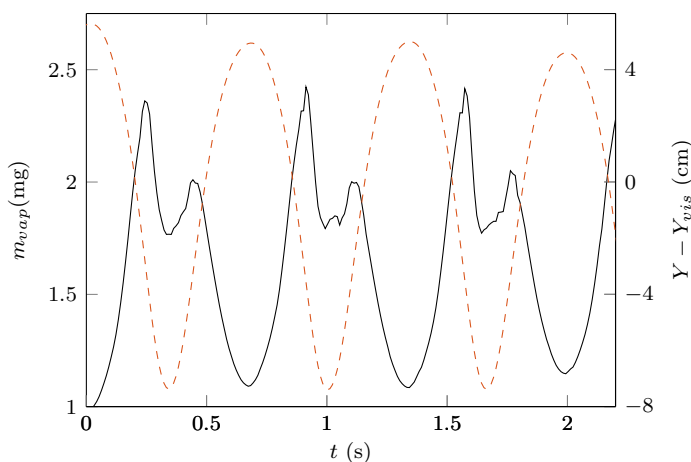


FIGURE 4.13. – Variations de la masse de vapeur au cours de l'oscillation, calculée à partir de la position du ménisque. La position du ménisque par rapport au bas de l'évaporateur,  $Y - Y_{vis}$ , est représentée en pointillés.

Les phénomènes d'évaporation et condensation se produisent simultanément. L'équation (4.81) prédit la masse de vapeur sans renseigner la quantité exacte produite par évaporation de celle consommée par condensation. Par contre, elle nous renseigne sur la thermique du système en désignant le phénomène prépondérant à chaque instant. Par exemple, l'évaporation est majoritaire lors des phases d'évaporation des films. Le premier pic de vapeur est dû à l'évaporation du premier film, sur le hublot le plus chaud ; tandis que le second correspond aux instants où le second film est évaporé, sur le hublot le moins chaud. Lorsque le ménisque remonte au-delà de la position moyenne, les films disparaissent, et la vapeur est comprimée : la condensation est majoritaire.

À partir de la taille de la bulle  $Y_b$ , il est aussi possible de tracer le diagramme de Clapeyron associé à la transformation subie par la vapeur au cours de l'oscillation (figure 4.14). L'aire du cycle  $P_v V$  nous permet de calculer l'énergie mécanique consommée au cours d'une oscillation :  $E_{méca} = 0,1$  J ; et d'en déduire la puissance consommée pour l'entretien des oscillations :  $Q_{méca} = E_{méca} f_{mes} = 0,15$  W, avec  $f_{mes}$  la fréquence d'oscillation mesurée. La puissance injectée dans le système via le chauffage est de 64 W : la fraction de puissance utilisée pour le maintien de l'oscillation représente à peine 0,3 % de la puissance totale.

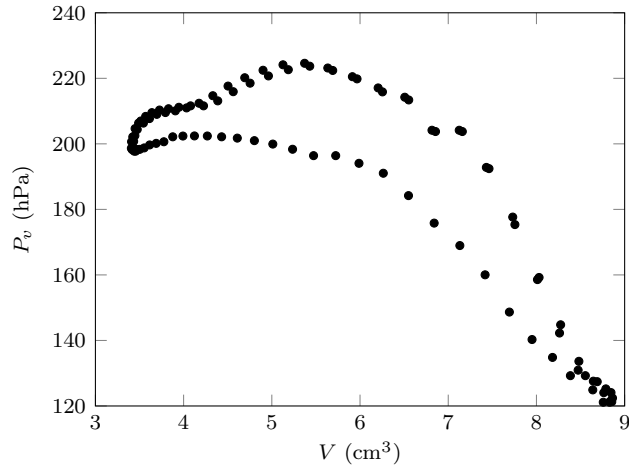


FIGURE 4.14. – Diagramme de Clapeyron obtenu pour deux oscillations successives.

## 4.7. Conclusions

À partir du bilan des forces appliquées au bouchon de liquide, et en supposant que la dissipation visqueuse est générée par un profil de vitesse oscillante dans le liquide, nous avons obtenu l'équation de mouvement du ménisque.

D'une part, la résolution numérique de l'équation de mouvement a permis de déduire la position du ménisque à partir du signal de pression enregistré au cours des essais. L'effet du réservoir est pris en compte à travers les pertes de charge singulières à l'embouchure. La position calculée est en bon accord avec la position mesurée. La position du ménisque calculée est donc utilisée par la suite pour obtenir l'évolution de la masse de vapeur au cours du cycle, et tracer le diagramme de Clapeyron associé à l'oscillation. Le diagramme révèle que la puissance mécanique nécessaire à l'entretien du cycle est une fraction quasi-négligeable de la puissance totale injectée au système.

D'autre part, la linéarisation de l'équation de mouvement a permis de calculer la fréquence propre théorique du système, et de la confronter à la fréquence des oscillations auto-entretenues. L'estimation de la fréquence d'oscillation est approchée à seulement 30 % près. Deux de nos hypothèses sont susceptibles d'expliquer cet écart. Premièrement, nous avons supposé que la vapeur était comprimée de manière adiabatique. Or, la compression réelle est plus complexe à décrire. Une analyse des signaux linéarisés de pression et de position est proposée en annexe D, dans l'objectif de mieux caractériser la transformation thermodynamique réelle. Deuxièmement, dans l'équation de mouvement linéarisée, les termes non-linéaires – et donc leur influence sur les oscillations auto-entretenues – ne sont pas pris en compte.

Une autre constatation importante concerne la modélisation de la dissipation dans les PHP. Les modèles de PHP actuels utilisent l'hypothèse d'un écoulement de type Poiseuille. Or, notre approche montre que l'hypothèse d'un écoulement oscillant est mieux adaptée. La dissipation visqueuse pour un écoulement oscillant n'a jamais été prise en compte pour la modélisation d'un PHP ; elle est pourtant deux fois supérieure à la dissipation pour un écoulement de Poiseuille.

Quant à l'écoulement dans le réservoir, il reste globalement incompris. L'introduction d'une longueur de masse ajoutée permet de prendre en compte son effet, de manière linéaire seulement, pour le calcul de la pulsation propre d'oscillation. Pour la déterminer, une expérience d'amortissement des oscillations en conditions isothermes a été réalisée et analysée. Cependant, pour les PHP multibranches, le réservoir est absent. Aussi, nous ne développons pas plus loin les investigations à ce sujet, pour se concentrer à présent sur le comportement du film liquide au sein de l'évaporateur.

# Chapitre 5.

## DYNAMIQUE DU FILM LIQUIDE

### Sommaire

---

<b>5.1. Observations expérimentales – séquence d’apparition et disparition des films</b>	<b>92</b>
<b>5.2. Zone centrale du film</b>	<b>95</b>
5.2.1. Épaisseur de dépôt – Film de Landau-Levich-Derjaguin	95
5.2.2. Pente de la zone centrale	98
5.2.3. Détermination de la température de paroi	100
<b>5.3. Bourrelet et effets de la ligne triple</b>	<b>101</b>
5.3.1. Angle de contact statique	102
5.3.2. Démouillage visqueux isotherme	102
5.3.2.1. Problème multi-échelles	103
5.3.2.2. Région microscopique	104
5.3.2.3. Région intermédiaire	105
5.3.2.4. Région macroscopique	105
5.3.3. Dynamique de la ligne triple en présence d’évaporation	106
5.3.3.1. Région microscopique	106
5.3.3.2. Régions intermédiaire et macroscopique	107
5.3.4. Caractéristiques géométriques et évolution	107
5.3.5. Effet de la gravité sur le bourrelet	109
5.3.6. Forme trapézoïdale	111
5.3.7. Confrontation des résultats expérimentaux à la théorie	112
5.3.7.1. Évolution comparée de l’angle apparent et de l’angle de Voinov	112
5.3.7.2. Influence de la surchauffe de paroi sur l’angle de Voinov	113
5.3.7.3. Relation entre l’angle de contact et la vitesse de la ligne triple	113
<b>5.4. Conclusions</b>	<b>115</b>

---

On s'intéresse à présent au film déposé par le ménisque lors des oscillations auto-entretenues. Les études expérimentales de la dynamique des films sont plus rares que les études théoriques. La plupart des expériences réalisées jusqu'à aujourd'hui sont réalisées dans des conditions d'évaporation contrôlée par diffusion, c'est-à-dire lorsque la phase vapeur contient d'autres gaz que celui qui s'y évapore. Dans ce cas, la dynamique de la ligne triple est contrôlée par les hétérogénéités de la surface du solide. Elle peut être accrochée sur les aspérités de la surface, et l'étude de l'accrochage ou du glissement de la ligne triple est alors délicat [54]. Ces deux dernières années, plusieurs tentatives expérimentales ont été réalisées dans le but de capter la dynamique du film évaporé dans sa vapeur pure [26, 118]. Ces travaux récents soulignent à la fois l'importance et la délicatesse de cette tâche.

Notre installation expérimentale, couplée aux techniques de mesures optiques décrites au chapitre 3, nous permet d'observer le film déposé dans l'évaporateur, de mesurer son épaisseur à tout instant et de suivre l'évolution de sa géométrie. Dans l'évaporateur, la phase vapeur entourant le film est pure : elle ne contient que de l'éthanol. Le taux d'évaporation-condensation est donc contrôlé par le flux de chaleur. Les films vont progressivement s'évaporer, et ainsi participer à l'entretien de l'oscillation et au transfert de chaleur dans le PHP. Dans ce chapitre, cœur des résultats de la thèse, on se propose d'analyser ce phénomène.

Le chapitre est organisé comme suit : on présente en premier lieu les observations expérimentales, de façon à apprécier le comportement du film dans sa globalité. L'analyse de la dynamique des différentes parties du film est proposée ensuite : d'abord, la zone centrale, quasi-plate, puis la zone périphérique, comprenant le bourrelet et la ligne triple.

## 5.1. Observations expérimentales – séquence d'apparition et disparition des films

Le point de fonctionnement utilisé, décrit au chapitre 2, génère typiquement une séquence de dépôt de films semblable à celle des figures 5.1 et 5.2. Pour commencer, le lecteur pourra visionner la vidéo de la séquence de dépôt, dont le lien est disponible en annexe C, figure C.5.

Au cours de sa descente, le ménisque dépose un film sur chaque hublot. L'un des deux films est évaporé plus rapidement que l'autre, grâce à l'application d'un chauffage plus important sur l'un des hublots. Le hublot le plus chaud ( $T_{e2} = 47\text{ °C}$  et  $T_{e4} = 57\text{ °C}$ ,  $> T_{satmax} = 44,5\text{ °C}$ ) est situé côté lumière, tandis que le moins chaud est côté caméra ( $T_{e1} = 47\text{ °C}$ ,  $T_{e3} = 37\text{ °C}$ ), cf. section 2.

La séquence est présentée en deux parties : au cours de la première partie, présentée sur la figure 5.1, les deux films coexistent. Le film surchauffé est en cours d'évaporation. Les images correspondantes ne sont donc pas analysées. Au cours de la seconde partie, présentée sur la figure 5.2, il n'y a plus qu'un seul film. Les photographies de la figure 5.2 vont donc être analysées. Les clichés présentés sont régulièrement espacés dans le temps. La caméra enregistre 280 images par seconde, mais seulement une image sur dix est présentée. Une durée de 36 ms sépare donc deux clichés. L'origine des temps est prise lors de la première image de la figure 5.1, lorsque le ménisque est en position haute.

Sur la figure 5.1, on observe le recul du ménisque, visible entre les clichés a et e. Aux instants

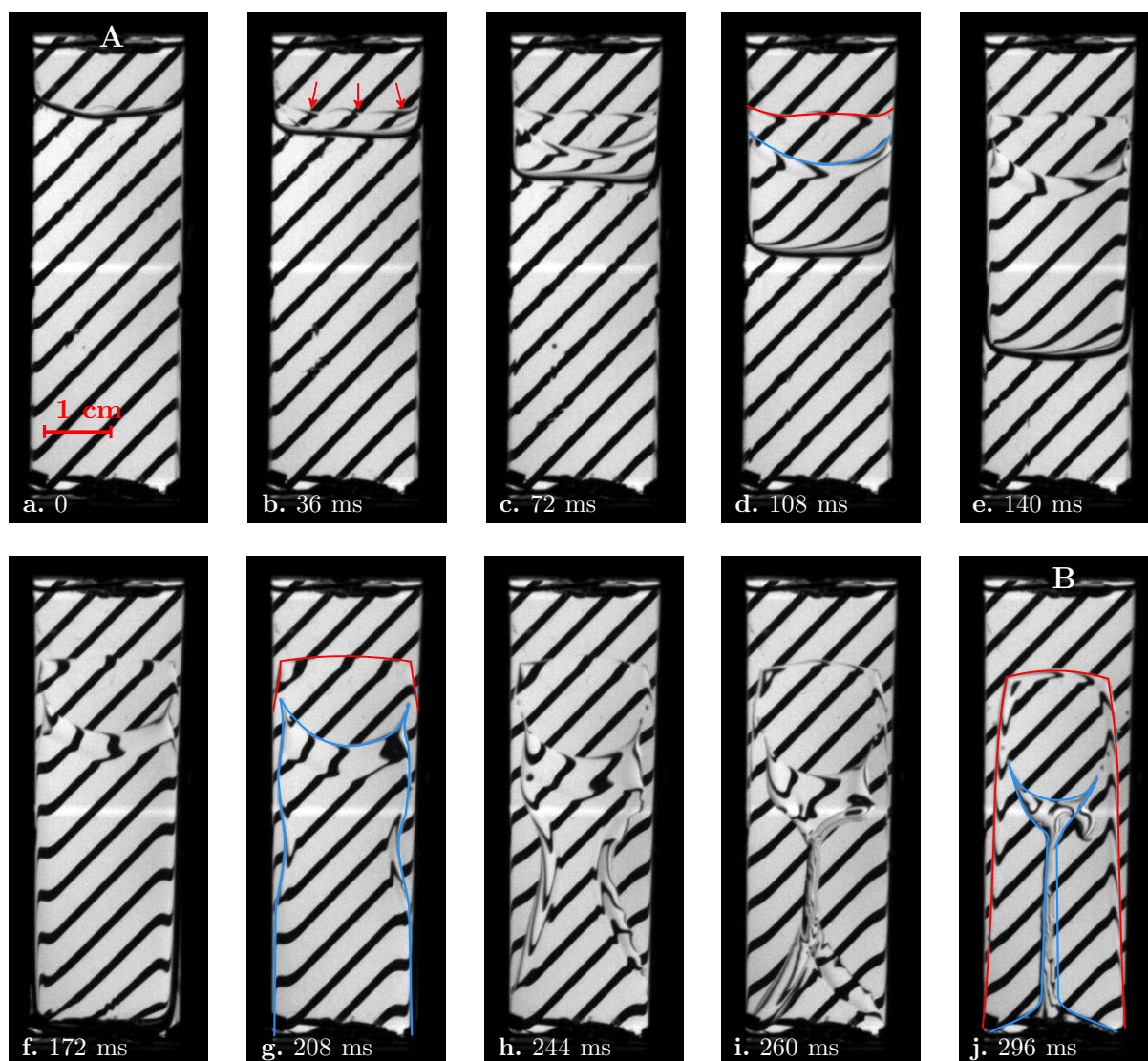


FIGURE 5.1. – Première partie de la séquence : dépôt des films par le ménisque, et disparition du film côté lumière. Bleu : ligne triple côté lumière (hublot le plus chaud), rouge : ligne triple côté caméra.

suivants, le ménisque se trouve dans la longueur adiabatique, ou le condenseur. À  $t = 36$  ms, on repère une discontinuité de l’image des fils de la grille (indiquée par des flèches rouges) il s’agit de la ligne triple. À ce stade, une seule ligne triple est visible : les deux films sont déposés à la même hauteur. Un instant plus tard, à  $t = 0,72$  ms, on observe nettement deux lignes distinctes : l’une droite, l’autre incurvée. Ces deux lignes triples sont repérées sur certaines photographies, l’une en rouge, l’autre en bleu, pour permettre au lecteur de les distinguer. La ligne triple incurvée (bleue) appartient au hublot côté lumière, le plus chaud. Elle récesse rapidement, entraînant la disparition du film qui s’y trouve. À partir de  $t = 208$  ms, l’apparition de lignes de contact latérales accélèrent encore sa disparition. L’autre ligne triple (en rouge), est située sur l’autre hublot. Elle est stationnaire et quasiment invisible dans un premier temps, puis commence à avancer à partir de  $t = 208$  ms.

Sur la figure figure 5.2, le film côté lumière a quasiment disparu. L’observation est donc consacrée au seul film restant, pendant environ 200 ms. Ce film est composé d’une zone centrale (délimitée en vert à  $t = 440$  ms), où l’image de la grille n’est pas déformée. L’absence de déformation de la grille suggère que le film est plat dans cette zone. Entre cette zone plate et la ligne triple indiquée



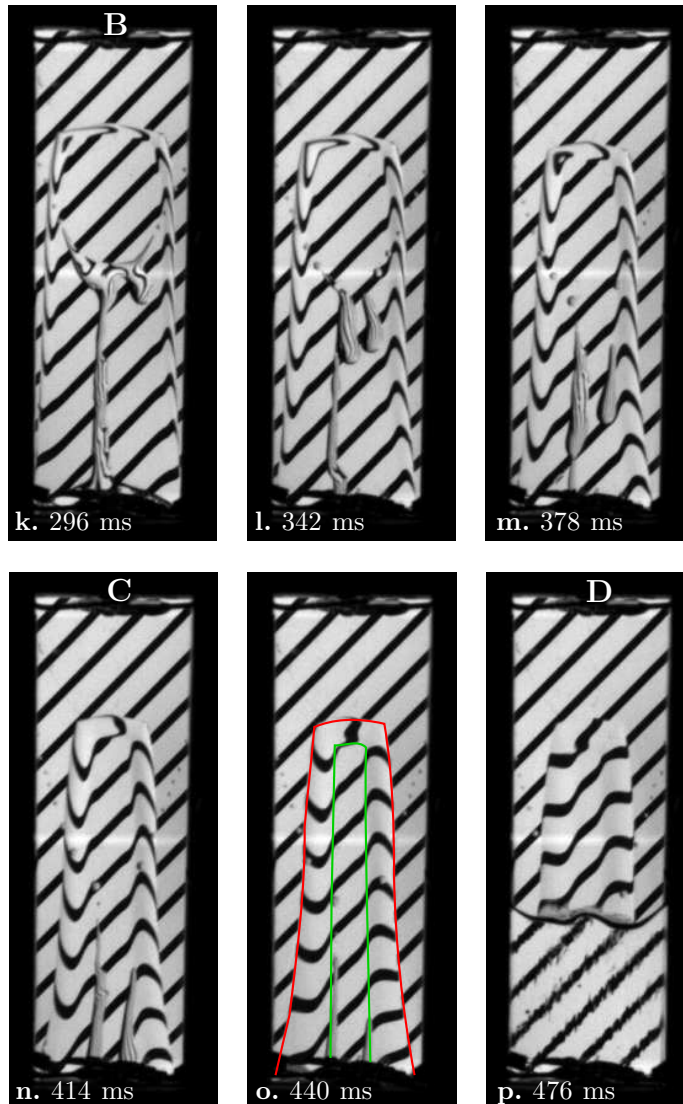


FIGURE 5.2. – Deuxième partie de la séquence : observation du film côté caméra. La ligne triple est repérée par un trait rouge sur l'image o. La zone centrale plate est délimitée par le trait vert.

en rouge, le film forme un bourrelet, qui provoque une distorsion de l'image de la grille.

Dans un second temps, il est intéressant de corréliser la visualisation du film avec l'évolution des paramètres  $Y$  et  $P_v$ . Le graphe présenté sur la figure 5.3 représente l'évolution de la pression  $P_v$  dans l'évaporateur lors de l'oscillation (pointillés bleus). La position du ménisque par rapport au bas de la zone visible,  $Y - Y_{vis}$  (c'est-à-dire dans le référentiel du chapitre 3), mesurée à partir des images, est représentée en trait continu. Le recul de la position supérieure de la ligne de contact du film observé, notée  $Y_{lt}$ , est représenté par des triangles rouges. Les cercles verts indiquent la position de raccord entre la zone plate du film et le bourrelet, appelée choc capillaire [30] et notée  $Y_{cc}$ . La différence entre ces deux positions révèle la largeur du bourrelet, notée  $w$  :  $w = Y_{cc} - Y_{lt}$ . Les instants clés de la séquence sont repérés par des lettres majuscules, reportées sur les photographies des figures 5.1 et 5.2.

La position maximum du ménisque, repérée par le point A, définit l'origine de l'axe du temps. La récession de la ligne triple du film observé a lieu entre les instants B et C, lorsque la pression dans la

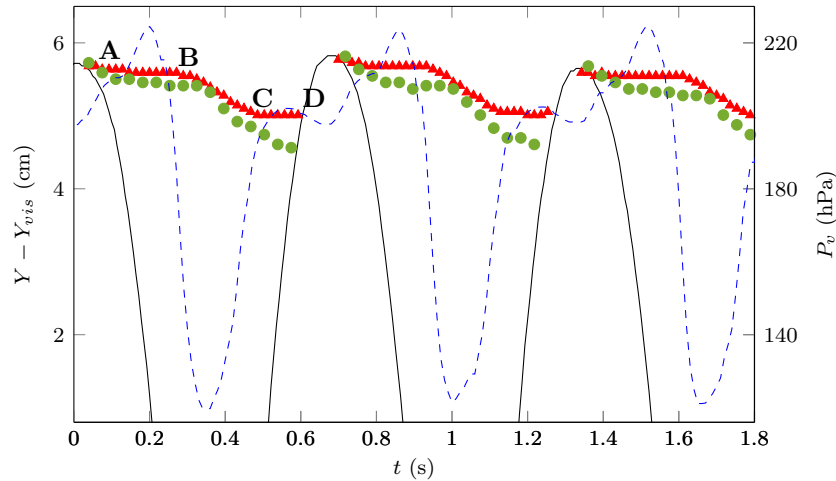


FIGURE 5.3. – Évolution des paramètres  $Y$  (trait plein),  $P_v$  (pointillés),  $Y_{lt}$  (triangles rouges) et  $Y_{cc}$  (cercles verts), mesurés lors de la séquence étudiée. Les photographies correspondant aux points A à D sont présentes sur la figure 5.2.

bulle de vapeur passe en dessous d'un certain seuil (170 hPa dans ce cas). Au cours de cette phase, le bourrelet est formé, et grossit. À partir de C, et jusqu'à D, la ligne de contact est à nouveau accrochée. À l'instant D, le ménisque absorbe le reste du film lors de sa remontée.

L'analyse proposée dans la suite s'appuie sur ces premières constatations expérimentales. Elle s'articule en deux temps : un premier point concerne la zone centrale du film, et un second détaille les raisons de l'existence du bourrelet, et ses effets.

## 5.2. Zone centrale du film

### 5.2.1. Épaisseur de dépôt – Film de Landau-Levich-Derjaguin

Lors de sa phase descendante, le ménisque dépose des films liquides d'épaisseur constante sur les parois intérieures de l'évaporateur. À l'instant du dépôt – c'est-à-dire immédiatement après le passage du ménisque – l'épaisseur de ce film est de l'ordre de 10 microns. La mesure de l'épaisseur de dépôt a été effectuée par interférométrie à six différentes hauteurs par rapport au bas des hublots. La sonde de l'interféromètre est placée à l'extérieur de la cellule, perpendiculairement au hublot. Elle vise le centre de la cellule selon l'axe horizontal. La procédure de mesure est décrite précisément au chapitre 3. La vitesse  $v$  du ménisque étant sinusoïdale, on couvre une gamme de vitesse de ménisque de 0,175 à 0,42  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ , correspondant à des nombres capillaires de  $6 \cdot 10^{-3}$  à  $15 \cdot 10^{-3}$ . Les différents points de la figure 5.4 ont été obtenus au cours d'une oscillation auto-entretenue parfaitement stable. L'épaisseur initialement déposée est notée  $h_0$ . Les valeurs mesurées sont reportées sur la figure 5.4, en fonction de  $Ca^{2/3}$ . Les barres d'erreur sont de  $\pm 2 \mu\text{m}$ .

La répartition des points de mesure sur la figure 5.4 met en évidence que l'épaisseur déposée est fonction de la vitesse de dépôt (ou du nombre capillaire, qui n'est autre que la vitesse adimensionnée). Cette loi d'échelle est démontrée initialement par Landau et Levich [73], et Derjaguin [36].

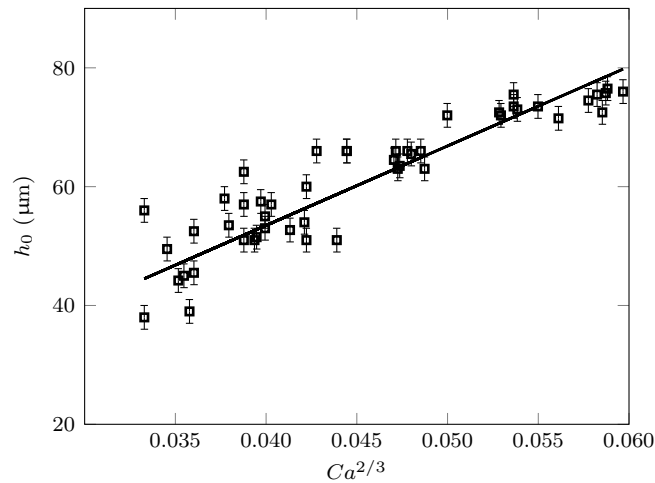


FIGURE 5.4. – Épaisseur du film liquide juste après son dépôt par le ménisque, en conditions d'oscillation auto-entretenu, en fonction du nombre capillaire  $Ca$ . Le trait noir plein représente l'équation (5.6), calculée avec  $\sigma = 22,3 \cdot 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\mu = 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ .

### Démonstration de la loi d'échelle de Landau-Levich-Derjaguin

La démonstration originale de Landau et Levich est réalisée en considérant le tirage d'une plaque plane hors d'un réservoir : le ménisque est immobile alors que la plaque est en mouvement. Dans notre cas, le ménisque recule alors que le substrat est immobile. Notre configuration est donc similaire à celle étudiée par Landau et Levich, moyennant un changement de référentiel. Considérons donc, pour la démonstration, un ménisque reculant dans le canal de notre expérience. La largeur du canal,  $e$ , est inférieure à la longueur capillaire du fluide utilisé (éthanol). Le ménisque descend à une vitesse  $v$  par rapport à la paroi du canal.

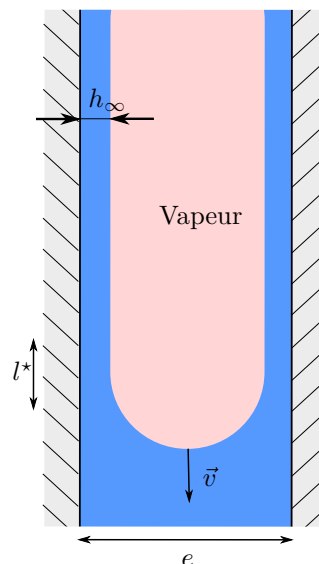


FIGURE 5.5. – Dépôt d'un film liquide au passage d'un ménisque dans un canal capillaire. L'échelle n'est pas respectée : en réalité,  $h_\infty \ll e$ .

Au niveau du ménisque, que l'on suppose cylindrique, la courbure est égale à  $2/e$ . Loin du ménisque

(c'est-à-dire à quelques longueurs capillaires), les forces de capillarité deviennent négligeables, et la contrainte visqueuse est très importante : le film ne s'écoule pas. Le film est plat, et on notera son épaisseur  $h_\infty$ . La longueur caractéristique de transition entre ces deux zones est notée  $l^*$ . Sur cette portion d'interface, l'épaisseur de film est notée  $h$ , et la valeur de la courbure ( $C \simeq \frac{\partial^2 h}{\partial y^2}$ ) obéit à la loi d'échelle :

$$C \sim \frac{h_\infty}{l^{*2}} \quad (5.1)$$

La gravité est négligée. L'équilibre des forces de capillarité et de viscosité au niveau de la zone de transition donne :

$$\begin{aligned} \sigma \frac{h_\infty^2 l}{l^{*2}} &\sim l^* l \frac{\mu v}{h_\infty} \\ \implies h_\infty^3 &\sim Ca l^{*3} \end{aligned} \quad (5.2)$$

où  $Ca = \mu v / \sigma$  est le nombre capillaire, avec  $\mu$  la viscosité dynamique,  $\sigma$  la tension superficielle et  $l$  la dimension transversale du canal. L'équation (5.2) nous donne une première équation reliant  $l^*$  et  $h$ . Le raccordement de la courbure du film avec la courbure du ménisque donne :

$$\frac{h_\infty}{l^{*2}} \sim \frac{2}{e} \quad (5.3)$$

De la combinaison de (5.2) et (5.3), on tire les deux lois d'échelle :

$$h_\infty \sim \frac{e}{2} Ca^{2/3} \quad (5.4)$$

$$l^* \sim \frac{e}{2} Ca^{1/3} \quad (5.5)$$

L'épaisseur de dépôt est donc proportionnelle à  $Ca^{2/3}$ . Des raffinements de cette loi de proportionnalité existent, en fonction des situations rencontrées : si le nombre capillaire est supérieur à 1, Aussilous et Quéré [8] proposent  $h_\infty \propto \frac{Ca^{2/3}}{1+Ca^{2/3}}$  (équation (3.24)). Pour tenir compte d'un écoulement turbulent, de l'influence de la gravité ou d'une grande taille de bulle, les corrélations proposées par Han et Shikazono [49] font intervenir les nombres de Reynolds, de Bond ou de Weber. À faible nombre capillaire et à faible nombre de Reynolds, Bretherton [21] propose une formule dérivée pour le cas d'un capillaire de diamètre  $e$  :

$$h_\infty = 0,67eCa^{2/3} \quad (5.6)$$

Dans notre expérience, les conditions ne sont pas isothermes : le substrat est chauffé. Quelques instants après le dépôt, l'évaporation intervient et l'épaisseur du film n'est plus contrôlée uniquement par l'hydrodynamique. L'épaisseur  $h_\infty$  de Bretherton correspond en fait à l'épaisseur juste après le passage du ménisque. Après dépôt, le film commence à s'évaporer, et l'épaisseur n'est plus donnée par la loi (5.6). Aussi, dans la suite, l'épaisseur du film de Landau-Levich à l'instant du dépôt sera notée  $h_0$ . La superposition de l'équation (5.6) sur les points de la figure 5.4 montre un bon accord. Le graphe 5.6 montre que la dispersion entre la prédiction de la loi (5.6) et les mesures est au maximum de 15 %. Les mesures sont donc compatibles avec la loi de Bretherton, ce qui confirme que le film déposé est bien un film de Landau-Levich, avec une épaisseur de dépôt proportionnelle à  $Ca^{2/3}$ .

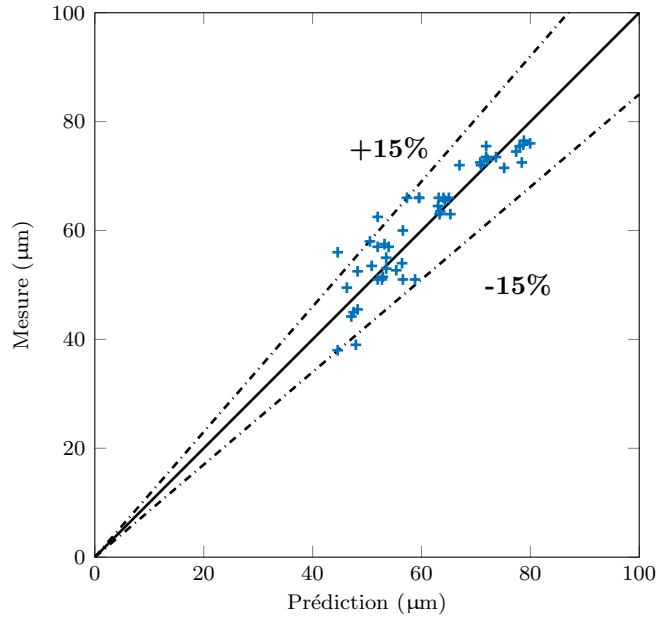


FIGURE 5.6. – Dispersion des mesures d'épaisseur initiale autour de la loi (5.6).

### 5.2.2. Pente de la zone centrale

Après dépôt, le film est lentement évaporé. Son épaisseur  $h$ , fonction de la coordonnée verticale  $y$  et du temps, est suivie par interférométrie. De la même manière que pour la mesure de l'épaisseur de dépôt, on place la sonde de l'interféromètre à différentes hauteurs  $y_i$  sur la cellule (six altitudes, régulièrement espacées). La figure 5.7 montre l'amincissement en fonction du temps, à une hauteur  $y_i = 4,4$  cm. La position du ménisque, mesurée par rapport au pied de la zone visible  $Y_{vis}$ , est tracée en trait plein. Les traits verticaux pointillés correspondent aux instants de passage du ménisque à la hauteur considérée, elle-même repérée par la ligne horizontale.

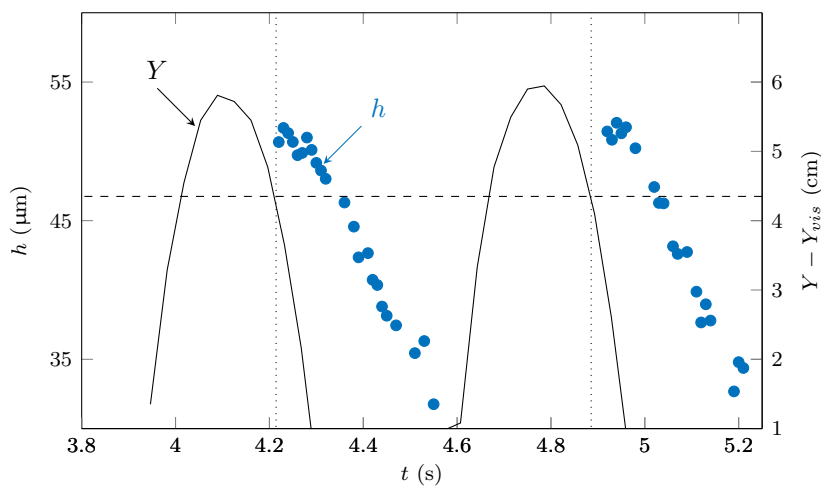


FIGURE 5.7. – Diminution temporelle de l'épaisseur  $h$  du film, prise à une hauteur  $y_i = 4,4$  cm (droite horizontale pointillée). Les pointillés verticaux indiquent l'instant où le ménisque passe devant la sonde.

L'oscillation étant périodique d'amplitude stable et reproductible, les différentes mesures peuvent

être superposées, comme si elles avaient été réalisées simultanément.

Le regroupement de ces données permet de tracer le profil du film central à différents instants de la récession, comme le montre la figure 5.8(a). Les traits pleins horizontaux indiquent la position du ménisque. On constate que l'épaisseur de dépôt croît à mesure que l'on se rapproche du bas de l'évaporateur, où se trouve la position moyenne de l'oscillation, et donc les nombres capillaires les plus élevés. Le film est donc déposé avec une légère pente, accentuée par l'évaporation. Le film commence à s'amincir juste après son dépôt : les parties de film déposées plus tôt s'évaporent plus longtemps et s'amincissent donc plus, ce qui contribue à l'inclinaison. Finalement, les mesures montrent que la valeur de la pente est infime ( $\sim 0,06^\circ$ ). Le film central est quasiment plat, comme le suggérait la simple observation de l'image de la grille.

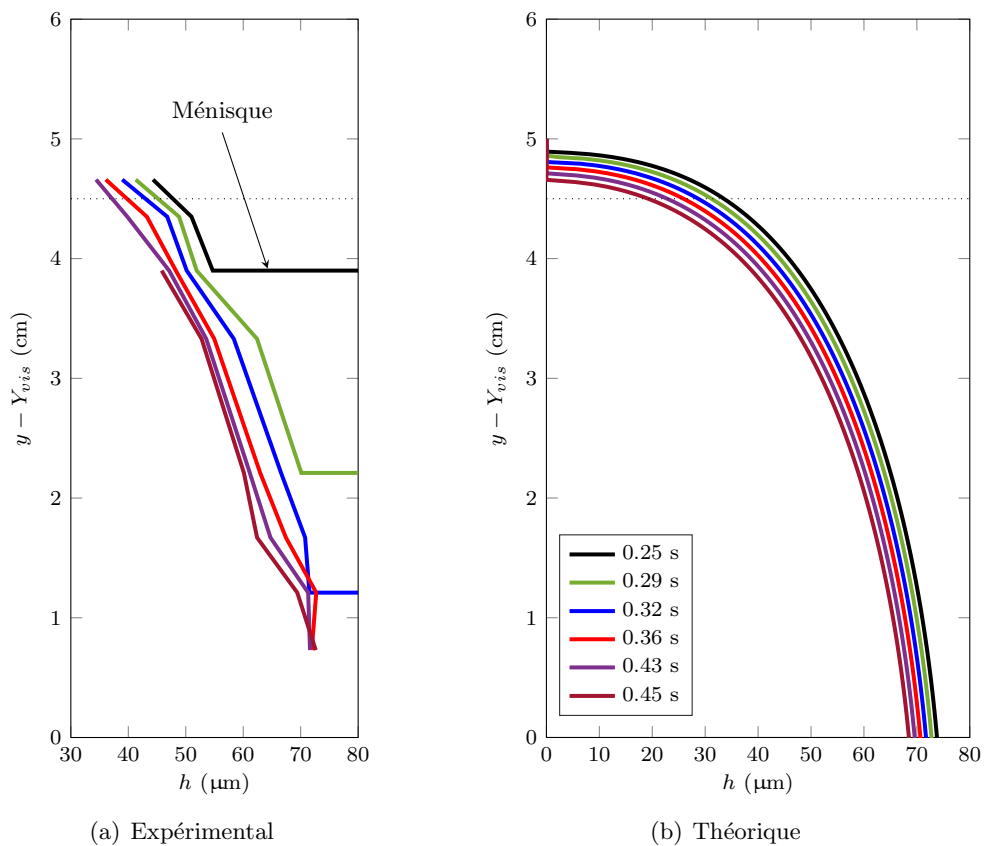


FIGURE 5.8. – Profils d'épaisseur centrale du film liquide à différents instants.

Dans des conditions isothermes, le film resterait tel qu'il a été déposé. Sa vitesse de drainage résulte de l'équilibre des forces visqueuses et de la gravité, et elle est négligeable. Le film est donc quasi-immobile dans le référentiel de la paroi. L'écoulement n'a lieu qu'aux deux extrémités (au voisinage du bourrelet et au voisinage de la ligne triple, lorsqu'elle est en mouvement).

L'évaporation fait varier l'épaisseur du film [26]. Pour prendre en compte cet effet, on néglige l'écoulement dans le film et on suppose que la variation d'épaisseur  $h(y, t)$  est due uniquement au changement de phase :

$$\dot{h} = -\frac{J}{\rho} \quad (5.7)$$

$J$  est la densité surfacique de flux de masse évaporée (en  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ),  $\rho$  la masse volumique du liquide. Pour obtenir le profil  $h(y, t)$ , il faut exprimer  $J$ , et donc écrire le bilan thermique à la surface du film. L'interface libre est toujours à la température de saturation de la vapeur  $T_{sat}$  puisque le fluide est pur (sauf, peut-être, au niveau de la ligne triple, où l'évaporation est extrêmement intense). On néglige les effets de la ligne triple pour le moment, et on néglige l'échange par conduction-convection dans la vapeur en regard du changement de phase, le bilan s'écrit [87, 88] :

$$J = \frac{k\Delta T}{h\mathcal{L}} \quad (5.8)$$

où  $k$  est la conductivité thermique de l'éthanol liquide,  $\Delta T = T_s - T_{sat}$ , et  $\mathcal{L}$  est son enthalpie de vaporisation. En utilisant cette dernière expression dans l'équation (5.7), et en supposant dans un premier temps que  $\Delta T$  est constante dans l'évaporateur, on obtient la solution de (5.7) :

$$h(y, t) = \sqrt{h_0^2 - 2\frac{k\Delta T}{\mathcal{L}}(t - t_0)} \quad (5.9)$$

$t_0 < t$  est défini comme l'instant où le ménisque passe au point d'altitude  $y_i$ ;  $h_0 = h(t = t_0)$  est l'épaisseur initialement déposée, donnée par la formule de Bretherton (5.6). Il est possible d'approcher la position du ménisque par un signal sinusoïdal de la forme  $Y - Y_{vis} = Y_0 + A [\cos(\omega t) - 1]$ , où  $A$  est l'amplitude de l'oscillation (6 cm), et  $Y_0 = \bar{Y} + A$  la position du ménisque à l'instant de référence  $t = 0$  (c'est-à-dire lorsque le ménisque est en position haute). Selon cette dernière expression, l'instant où le film est déposé au niveau de l'ordonnée  $y$  s'écrit :

$$t_0 = \frac{1}{\omega} \arccos\left(\frac{y - Y_0}{A} + 1\right), \quad (5.10)$$

L'introduction de cette dernière expression dans l'équation (5.9) donne l'évolution de l'épaisseur au cours du temps en une ordonnée  $y$ .

L'évolution de l'épaisseur, calculée à partir de (5.9), est comparée avec les mesures sur la figure 5.8. L'application numérique utilise  $\Delta T = 10 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $A = 6 \text{ cm}$ , et  $\bar{Y} = 67\text{m}$  (cf. section 4.6.2). La région influencée par la ligne triple est située au-dessus de la ligne pointillée sur la figure 5.8(b). La pente expérimentale de  $0,06 \text{ }^\circ$  (figure 5.8(a)) est bien reproduite par le calcul (figure 5.8(b)), ce qui confirme que l'évaporation est le vecteur de l'amincissement, et qu'il n'y a pas d'écoulement dans le film. Les hypothèses initiales sont donc vérifiées.

### 5.2.3. Détermination de la température de paroi

La température des parois internes est impossible à mesurer directement (cf. paragraphe 2.2.2). Cependant, hors du voisinage immédiat de la ligne triple, cette température ne varie pas significativement durant le cycle. Les plaques de saphir, et la structure de cuivre qui les maintient, ont une inertie thermique importante, et une bonne conductivité. Au vu de l'énergie mise en jeu à chaque cycle, la variation maximale de température permise est inférieure à la précision de la mesure ( $0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Il est raisonnable de supposer que la température de paroi interne est constante. Supposons à présent que  $\Delta T$  dépende du temps :  $\Delta T(t) = T_s - T_{sat}(t)$ . Les équations (5.7) et (5.8)

donnent :

$$\dot{h} = \frac{k(T_s - T_{sat}(t))}{h\mathcal{L}} \quad (5.11)$$

On rappelle que  $T_{sat}(t)$  est la température de saturation donnée par  $P_v(t)$ . Sur les surfaces externes, la température varie spatialement entre 37 °C au pied du hublot côté caméra (sur lequel on observe le film) et 57 °C au sommet du hublot opposé. Posons  $T_s = 48$  °C. Le tracé de  $h(t)$  calculé à partir de l'équation (5.11) est ensuite comparé à l'évolution de l'épaisseur, mesurée à mi-hauteur de la cellule également (figure 5.9). La superposition confirme que  $T_s = 48$  °C. Cette valeur sera utilisée dans la suite, pour caractériser la surchauffe du substrat par rapport à la température de l'interface liquide-vapeur.

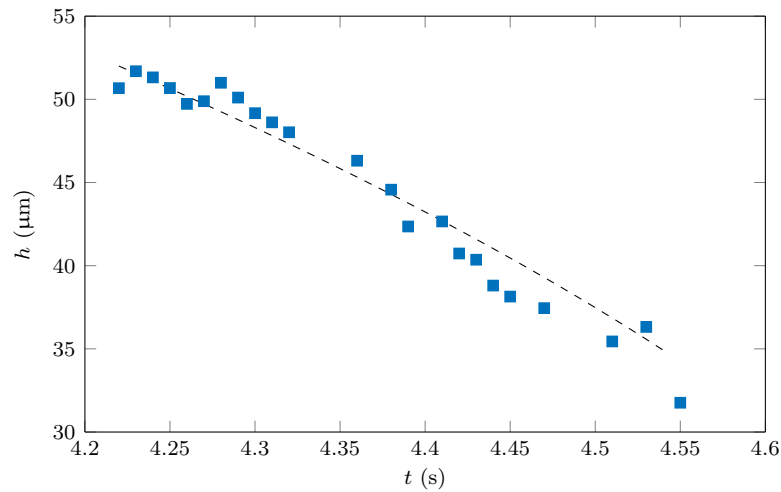


FIGURE 5.9. – Évolution de l'épaisseur calculée pour  $T_s = 48$  °C. Comparaison avec la mesure. Caractères : épaisseur mesurée ; pointillés : épaisseur calculée avec l'équation (5.11).

Cette première section révèle à la fois le profil de la partie centrale du film et le phénomène d'évaporation qui contrôle son amincissement. Cependant, le comportement complet du film ne peut pas être compris sans l'analyse du bourrelet et de sa récession. La géométrie de ce bourrelet est obtenue grâce à la déflectométrie de grille, puis analysée à la lumière des travaux antérieurs.

### 5.3. Bourrelet et effets de la ligne triple

Dans cette section, nous présentons en premier lieu les études théoriques antérieures traitant de la formation d'un bourrelet de démouillage, d'abord dans le cas isotherme, puis en présence d'évaporation à proximité de la ligne triple. Les résultats obtenus dans notre expérience seront présentés dans un second temps, et analysés à la lumière de cette théorie.



### 5.3.1. Angle de contact statique

Dans une situation isotherme, où le liquide est en équilibre avec sa vapeur, l'angle de contact entre le solide et le liquide est donné par la loi de Young [25, 32] :

$$\sigma_{sv} - \sigma_{sl} - \sigma_{lv} \cos \theta_Y = 0 \quad (5.12)$$

où  $\theta_Y$  est l'angle d'équilibre de Young,  $\sigma$  la tension superficielle, et les indices  $s$ ,  $l$ , et  $v$  réfèrent respectivement aux phases solide, liquide, et vapeur. L'angle statique  $\theta_Y$  ne dépend que de la nature du couple liquide-substrat. Dans toute la suite, et comme souvent dans la littérature, la tension de surface  $\sigma_{lv}$  est simplement désignée par la lettre  $\sigma$ . Les trois tensions de surface sont identifiées sur le schéma 5.10 pour le cas d'une goutte posée sur un substrat solide.

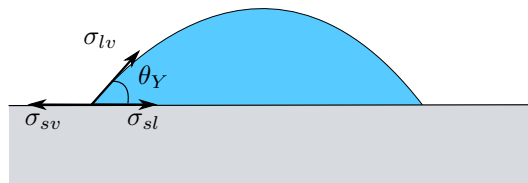


FIGURE 5.10. – Angle statique d'équilibre.

Pour un dépôt d'éthanol sur saphir, l'angle  $\theta_Y$  est inférieur à quelques degrés [111]. Le pouvoir d'étalement du couple éthanol-saphir, défini par  $S = \sigma(\cos \theta_Y + 1)$ , est positif. Le couple éthanol-saphir peut donc être considéré comme très mouillant. La rugosité du saphir synthétique utilisé comme substrat, pourtant extrêmement faible ( $0,015 \mu\text{m}$ ), est susceptible de provoquer une légère augmentation de cet angle d'équilibre [32, 121], qui n'est donc pas strictement nul, mais inférieur à  $5^\circ$  : une goutte d'éthanol posée sur une plaque de saphir s'étale très bien (figure 5.11). Dans la suite, cet angle de contact d'équilibre, dit angle microscopique, sera noté  $\theta_m$ .

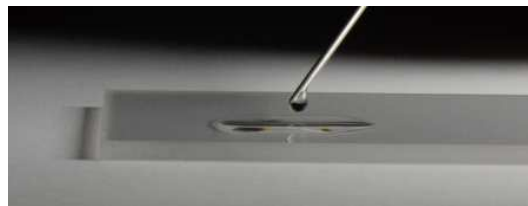


FIGURE 5.11. – Étalement d'une goutte d'éthanol sur une plaque de saphir.

Or, lorsqu'un chauffage est appliqué sur les hublots, on constate bien la récession de la ligne triple et l'apparition d'un bourrelet de démouillage, comme si le couple liquide-substrat était non-mouillant (section 5.3.4). Nous montrerons dans la suite que l'évaporation au niveau de la ligne triple est responsable de l'apparition du bourrelet de démouillage tel qu'on le retrouve dans les phénomènes de démouillage visqueux.

### 5.3.2. Démouillage visqueux isotherme

Cette section présente un rappel de la théorie du démouillage visqueux en conditions d'absence d'échanges thermiques ou d'échanges de masse – que l'on appellera conditions « isothermes ». Lorsque le substrat est non-mouillé, l'angle de contact  $\theta_m$  est grand. Le film liquide est instable [22, 31] :

dès qu'une ligne de contact est formée, elle se rétracte spontanément, sous l'effet de la capillarité. Le schéma 5.12 présente le profil d'un film en cours de démoillage, tel qu'il apparaît dans les expériences de Redon [108], de Gennes [31, 32], ou Brochard-Wyart [22]. La partie plate correspond au film de Landau-Levich étudié à la section précédente. Entre la ligne triple et le film de Landau-Levich, on reconnaît un bourrelet de démoillage, de largeur  $w$ . Ce bourrelet est raccordé au film de Landau-Levich par le choc capillaire [15, 34].

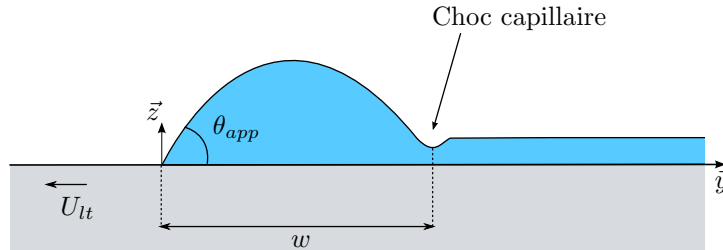


FIGURE 5.12. – Représentation schématique d'un film en cours de démoillage. Le film forme un bourrelet au niveau de la ligne triple.

Dans le repère lié au substrat, le bourrelet démoille à une vitesse  $U_{lt}$ . Dans le repère de la ligne triple, cela revient à considérer que la paroi est translatée vers la gauche à une vitesse  $U_{lt}$  (figure 5.12). Dans la suite, on utilise ce repère, et l'origine de la coordonnée  $y$  est prise au niveau de la ligne triple. Le film de Landau-Levich est immobile (voir section 5.2.1). Lorsque la ligne triple recule, le bourrelet collecte donc le liquide du film plat, et son volume augmente petit-à-petit [22]. Sous l'action de la tension superficielle, le bourrelet est presque cylindrique, et l'angle de contact entre le bourrelet et le substrat  $\theta_{app}$  dépend de  $U_{lt}$  et  $\theta_m$ . La vitesse de récession de la ligne triple,  $U_{lt}$ , est constante au cours du temps. Elle a été calculée comme proportionnelle au cube de l'angle  $\theta_m$  [22, 31] :

$$U_{lt} = A \frac{\sigma}{\mu} \theta_m^3, \quad (5.13)$$

où  $A$  est une constante qui dépend de la géométrie.

### 5.3.2.1. Problème multi-échelles

L'approche proposée par [60, 62] consiste à séparer le domaine du bourrelet en plusieurs sous-domaines d'échelles différentes. Cette séparation est possible pour deux raisons : premièrement, selon la région considérée, certains phénomènes physiques sont prépondérants, et d'autres n'y jouent plus aucun rôle. Deuxièmement, chaque région a une longueur caractéristique qui lui est propre, et qui se distingue des autres par au moins deux ordres de grandeur [18, 60, 70, 114]. La figure 5.13 propose une représentation schématique de ces différentes régions.

La région macroscopique (cadre **a**) a une longueur caractéristique de l'ordre du millimètre. Cette région est observable par nos mesures : l'angle de contact apparent  $\theta_{app}$  entre l'interface libre et le saphir est mesuré grâce à la technique de déflectométrie de grille. Le phénomène physique dominant est la capillarité.

Dans la région intermédiaire (cadre **b**), la tension superficielle et les forces de viscosité interviennent. Il s'agit de la zone de transition entre l'échelle macroscopique, et la zone microscopique au plus près de la ligne triple. À cette échelle, on observe un écoulement lié au mouvement de la

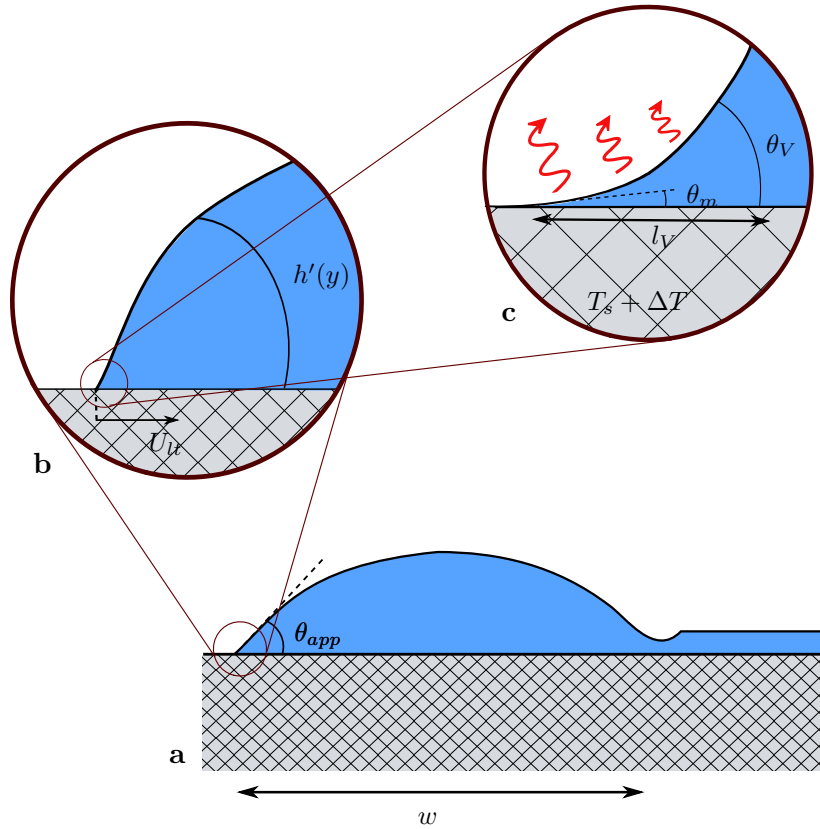


FIGURE 5.13. – Profil de l'interface et ligne triple à différentes échelles d'observation : région macroscopique (a), région intermédiaire (b), région microscopique (c).

ligne triple. À travers cette région, le profil de la surface libre change [55]. Les gradients de pression induits par les variations spatiales de la courbure compensent les efforts de la viscosité. Cette région n'a pas de longueur caractéristique : son existence est rendue possible par une différence d'échelle de cinq ordres de grandeurs entre les zones microscopique et macroscopique.

La région la plus proche de la ligne triple est appelée région microscopique (cadre c). Sa longueur caractéristique, que l'on notera  $l_V$  dans la suite, est d'une centaine de nanomètres. À cet endroit, l'évaporation est le phénomène physique prépondérant. À cette échelle, l'écoulement lié au mouvement de la ligne triple n'a aucun impact. Aussi, la ligne triple est considérée comme fixe [62]. L'angle de raccordement avec le substrat est l'angle microscopique,  $\theta_m$ , défini plus haut.

### 5.3.2.2. Région microscopique

Une condition de non-glissement à la paroi est traditionnellement appliquée en hydrodynamique classique, en tant que condition aux limites pour la résolution de l'équation de Navier-Stokes. Cette description n'est plus valable au voisinage de la ligne triple, et on peut s'en convaincre avec une démonstration par l'absurde. Supposons le cas d'une ligne triple reculant avec une vitesse  $U_{lt}$  non nulle. Si la condition de non-glissement à la paroi est vérifiée, la ligne de contact appartient simultanément à la phase liquide en récession, et à la paroi. La résolution de ce paradoxe passe par l'introduction d'une longueur dite de « glissement », notée  $l_s$ . Le fluide n'est plus statique au niveau

de la paroi (en  $z = 0$ ) :

$$U = l_s \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{z=0}, \quad (5.14)$$

qui traduit un faible frottement à l'interface. Pour les substrats de bonne qualité superficielle,  $l_s$  peut être estimée autour de 20 nm [75].

### 5.3.2.3. Région intermédiaire

Dans la zone intermédiaire, le bilan visco-capillaire s'écrit, sous l'approximation de lubrification :

$$\sigma \frac{\partial^3 h}{\partial y^3} = \frac{3\mu U_{lt}}{h^2} \quad (5.15)$$

L'interface dans la zone intermédiaire est déterminée par cette dernière équation. Pour résoudre (5.15), il faut imposer trois conditions aux limites. La première condition est obtenue avec le principe du raccordement asymptotique, permis par la séparation des échelles. À l'échelle macroscopique, la courbure de l'interface libre est plus faible qu'en zone intermédiaire. À l'échelle intermédiaire, la courbure tend donc vers zéro lorsque  $y$  tend vers l'infini [60]. Cette condition aux limites permet la résolution de l'équation précédente, donnée par la formule de Cox-Voinov [28, 119] :

$$h'(y)^3 = \theta_V^3 - \frac{9\mu U_{lt}}{\sigma} \ln \frac{y}{l_V} \quad (5.16)$$

où  $h'$  est la pente de l'interface, qui dépend de la coordonnée  $y$ . La longueur de Voinov  $l_V$  et l'angle de Voinov  $\theta_V$  sont les deux constantes d'intégration restant à déterminer. On les obtient en effectuant le raccord asymptotique des zones microscopique et intermédiaire :  $\theta_V = \theta_m$ , et

$$l_V = \frac{3l_s}{e\theta_V}. \quad (5.17)$$

Les autres longueurs microscopiques caractéristiques du problème, évaluées dans [59], sont inférieures à  $l_V$  donnée par la formule (5.17).  $l_V$  est donc conditionnée par  $l_s$ .

### 5.3.2.4. Région macroscopique

Dans la zone macroscopique, la forme de l'interface est déterminée par la capillarité. Le raccordement asymptotique des régions intermédiaire et macroscopique permet d'obtenir l'angle  $\theta_{app}$  [116] :

$$\theta_{app}^3 = \theta_V^3 - 9Ca_{lt} \ln \frac{w}{el_V} \quad (5.18)$$

avec  $Ca_{lt} = \mu U_{lt}/\sigma$ ,  $e = 2,71$  et  $w$  la largeur du bourrelet. Le rapport  $\frac{w}{e}$  est la longueur caractéristique de cette zone. Snoeijer et Eggers [116] proposent également un calcul qui précise la constante  $A$  de l'équation 5.13 :

$$Ca_{lt} = \frac{\theta_m^3}{9} \left[ \ln \left( \frac{1}{3e} a \theta_m Ca_{lt}^{1/3} \frac{w^2}{l_s h_f} \right) \right]^{-1} \quad (5.19)$$

où  $Ca_{lt} = \frac{\mu U_{lt}}{\sigma}$  est le nombre capillaire de la ligne triple,  $w$  est la largeur du bourrelet à l'instant considéré,  $h_f$  l'épaisseur de film qui se raccorde au bourrelet,  $l_s$  la longueur de glissement ( $l_s \simeq 20$  nm),  $a = 1,094$  une constante définie dans [116]. Grâce à la séparation des échelles, cette équation se généralise pour n'importe quel modèle de zone microscopique :

$$Ca_{lt} = \frac{\theta_V^3}{9} \left[ \ln \left( \frac{a}{e^2} Ca_{lt}^{1/3} \frac{w^2}{l_V h_f} \right) \right]^{-1} \quad (5.20)$$

### 5.3.3. Dynamique de la ligne triple en présence d'évaporation

L'impact de l'évaporation-condensation sur le mouvement de la ligne triple a été étudié de manière théorique pour deux cas distincts. Dans le premier cas, le taux d'évaporation-condensation est contrôlé par le flux de chaleur lorsque le changement d'état se produit en vapeur pure [60, 61, 62]. C'est le cas de notre expérience. Dans le second cas, le changement de phase est contrôlé par la diffusion de la vapeur dans une atmosphère d'autres gaz [64]. Dans les deux cas, il a été prouvé que le changement de phase impacte uniquement le problème microscopique.

#### 5.3.3.1. Région microscopique

Dans la zone microscopique, en présence d'évaporation, l'impact du mouvement de la ligne triple est négligeable [62]. La ligne triple peut donc être considérée comme stationnaire. L'élévation de température du substrat induit l'évaporation du film liquide. La température de l'interface liquide-vapeur est donc égale à  $T_{sat}(P_v)$  tandis que le substrat de saphir est chauffé à une température  $T_s = T_{sat} + \Delta T$ . D'après l'expression (5.8) établie à la section précédente, la densité surfacique de flux d'évaporation,  $J$ , est inversement proportionnelle à l'épaisseur  $h$  du film. Aussi, l'évaporation est de plus en plus importante à mesure que l'on se rapproche de la ligne triple, puisque le dièdre liquide  $y$  est de plus en plus fin [102, 120]. La densité de flux évaporé,  $J$ ,  $y$  est donc très grande. Or, la ligne triple ne bouge pas. Par conservation de la masse, un écoulement de liquide vient ré-alimenter en permanence la zone évaporée. Or, avec l'imposition d'une condition de non-glissement à la paroi, l'écoulement  $y$  est impossible. Pour résoudre ce paradoxe, on introduit un glissement du liquide, et la longueur de glissement  $l_s$ .

La figure 5.14 détaille la zone microscopique et l'écoulement évoqué. L'évaporation locale crée un écoulement de A vers B, ce qui engendre un abaissement de pression au voisinage de la ligne de contact. La pression dans la vapeur,  $P_v$ , est homogène. On a :

$$P_{lA} > P_{lB} \quad (5.21)$$

D'après la loi de Laplace,  $P_v - P_l = \sigma C$ , où  $C$  désigne la courbure de l'interface liquide :

$$C_A < C_B \quad (5.22)$$

La surface libre s'incurve lorsque l'on s'approche de la ligne triple, et la courbure est positive. On a donc :  $\theta_A > \theta_B$ . L'accentuation de la courbure induit donc l'existence d'un angle  $\theta_V$  entre l'interface et le substrat, à une échelle plus large. Cet effet, découvert dans les années soixante-dix [99], a été intensément étudié depuis. L'angle de contact  $\theta_{app}$  a été mesuré sous des taux d'évaporation importants lors de l'évaporation d'une goutte de FC-72 déposée sur un substrat de cuivre poli [102].

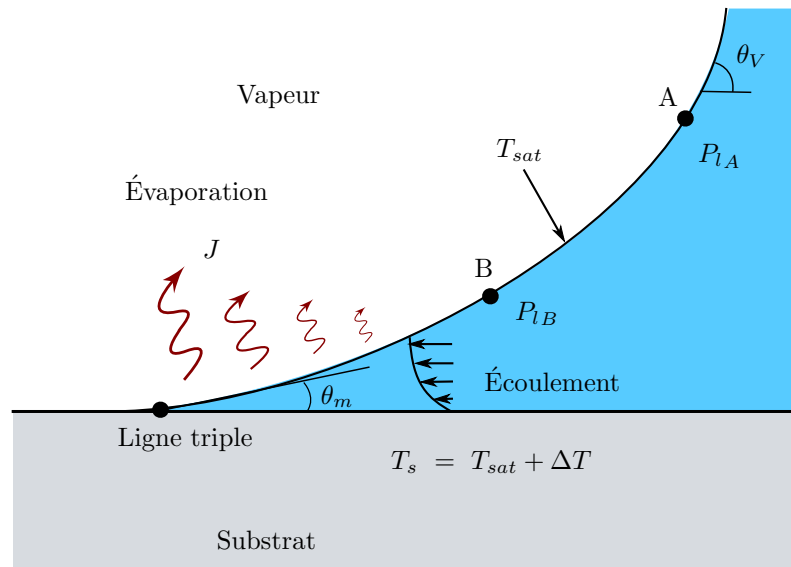


FIGURE 5.14. – Augmentation du flux d'évaporation au voisinage de la ligne triple, courbure de l'interface résultante.

Son évolution en fonction de  $\Delta T$  a été évaluée. Cependant, l'influence du mouvement de la ligne de contact sur  $\theta_{app}$  a été ignorée. En conséquence,  $\theta_V$  et  $\theta_{app}$  ont été confondus. Récemment, des tentatives expérimentales [26, 118] ont été conduites dans le but de mesurer la dynamique du profil du film évaporé. Il faut noter que, contrairement à  $\theta_V$ , la dépendance de  $l_V$  au changement de phase est faible, en particulier pour le cas le plus commun où le glissement hydrodynamique est important [62].

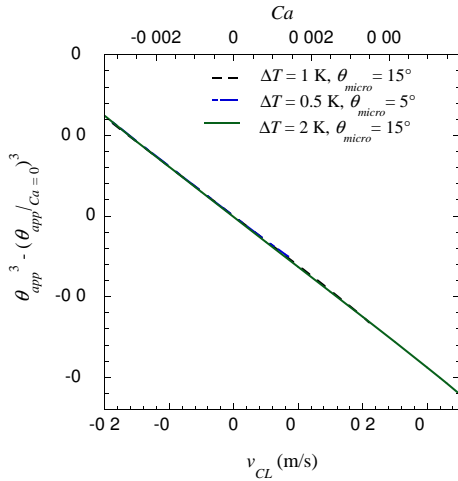
### 5.3.3.2. Régions intermédiaire et macroscopique

De même que pour le cas isotherme, l'échelle intermédiaire en présence d'évaporation est soumise au bilan des forces de viscosité et de capillarité (équation (5.15)). De même, la zone macroscopique est majoritairement contrôlée par la capillarité, exactement comme dans le cas isotherme. La solution est donc déterminée par la même équation (5.18), à cela près que  $\theta_V > \theta_m$ . L'angle  $\theta_V$  est influencé par l'intensité du changement de phase : il est fonction de la surchauffe de la paroi,  $\Delta T$ . Le calcul numérique de  $\theta_V$  est réalisé à partir des équations complètes de Janeček *et al.* [62] qui prennent également en compte l'effet Marangoni, l'effet Kelvin et le recul de vapeur (figure 5.15).

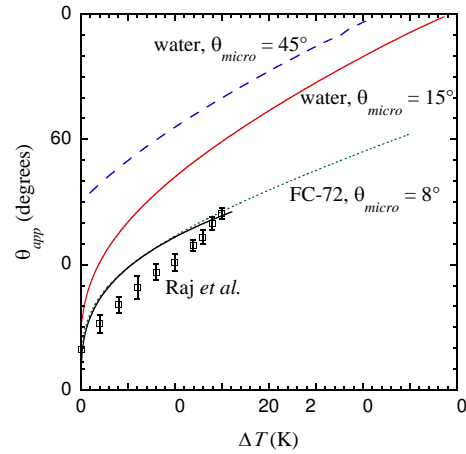
Grâce à la séparation des échelles, les formules 5.18 et 5.20 s'appliquent pour n'importe quel modèle microscopique, ce qui permet de relier l'angle apparent, la surchauffe de la paroi et la vitesse de la ligne triple.

### 5.3.4. Caractéristiques géométriques et évolution

Nous nous intéressons à présent aux résultats produits par notre expérience. Dans cette section, on ne s'intéresse qu'au film déposé sur le hublot côté caméra, que l'on observe durant la séquence de la figure 5.2. La technique de déflexion de grille, détaillée au chapitre 3, permet des reconstructions 3D du film telles que celles présentées sur la figure 5.16. Les caractères bleus correspondent aux points images des fils de la grille ; les surfaces de couleur sont obtenues par interpolation de ces points. L'échelle de l'axe  $h$  a été dilatée pour permettre l'observation de la forme du bourrelet.

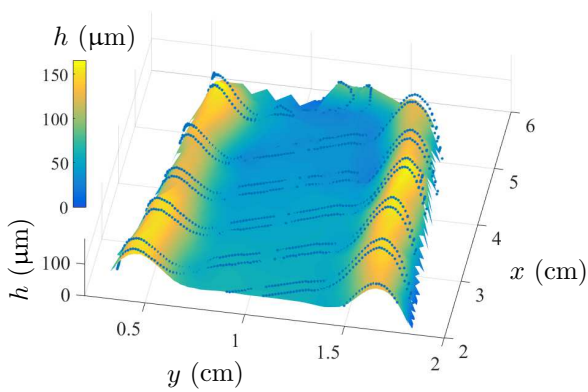


(a) Angle apparent en fonction de  $U_{lt}$  (notée  $v_{LT}$  dans [59]) et en fonction de  $\delta T$ .

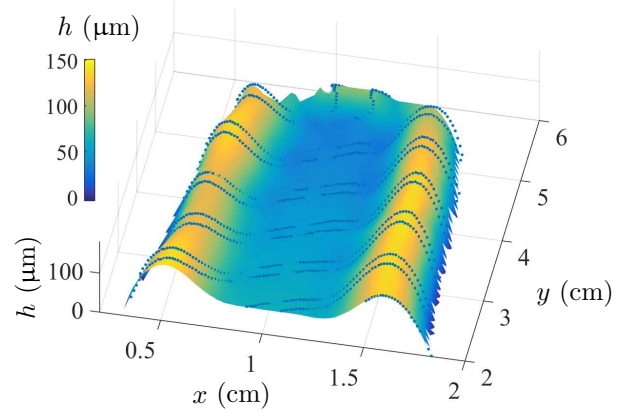


(b) Angle apparent à  $U_{lt} = 0$ , donc  $\theta_{app} = \theta_V$  pour ce cas ;  $\theta_{micro} = \theta_m$  [63].

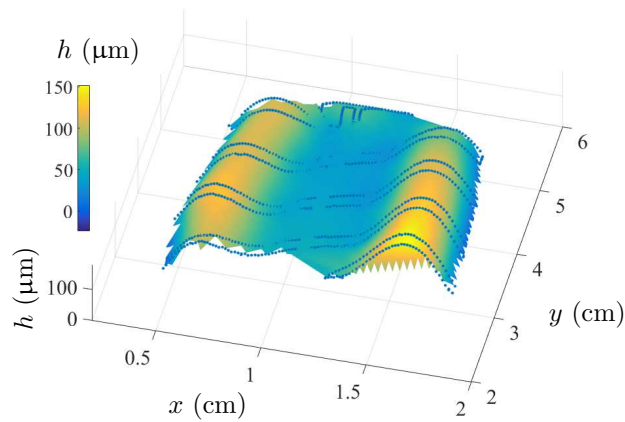
FIGURE 5.15. – Angle apparent calculé numériquement dans [59, 63].



(a)  $t = 414$  ms – image n



(b)  $t = 440$  ms – image o



(c)  $t = 476$  ms – image p

FIGURE 5.16. – Reconstruction complète du film à différents instants de la récession. Les photographies des instants correspondants sont visibles sur la figure 5.2.

Les trois reconstructions de la figure 5.16 correspondent aux photographies m, n, o de la figure 5.2, prises entre les points C et D de la figure 5.3. Entre ces instants, la ligne triple reste accrochée : on observe bien que l'aire globale du film ne varie pas. Par contre, on observe que le bourrelet s'élargit entre les figures 5.16(a) et 5.16(c). Pour s'en rendre compte plus facilement, on peut concentrer nos observations sur l'évolution temporelle d'une coupe horizontale de bourrelet, telle que présentée sur la figure 5.17.

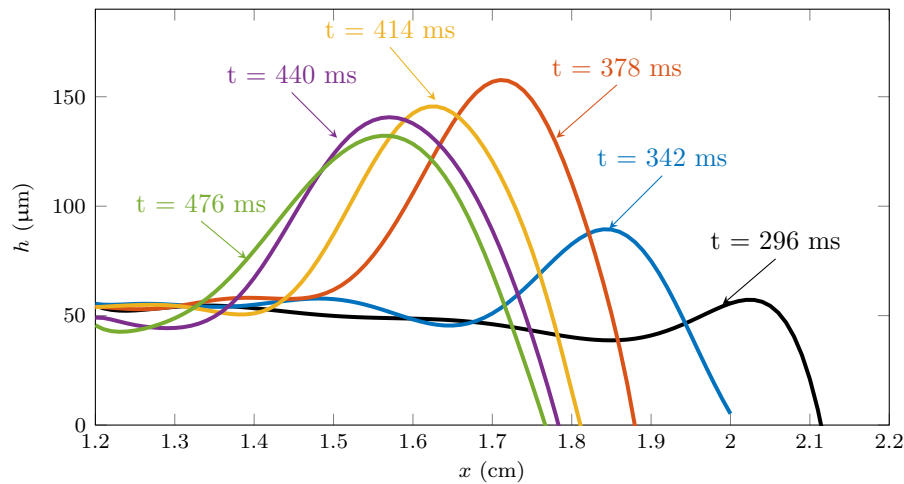


FIGURE 5.17. – Dynamique de la partie latérale droite du bourrelet. L'échelle  $h$  est dilatée pour permettre une visualisation du bourrelet.

Sur la figure 5.17, on observe l'évolution d'une coupe horizontale de la partie latérale droite du bourrelet, prise à une hauteur  $y_i = 3$  cm. Les différentes courbes sont obtenues en récupérant la tranche  $y_i = 3$  cm des reconstructions 3D de la figure 5.2. Le bourrelet est de forme arrondie. La partie centrale du film est connectée au bourrelet par le choc capillaire, bien visible à partir de  $t = 342$  ms.

Dans les premiers instants, le bourrelet se forme, puis grossit à mesure qu'il rassemble le liquide de la zone plate (cf. section 5.3.2). En faisant un bilan à chaque instant du liquide contenu dans le bourrelet, on constate effectivement qu'il grossit de la quantité de liquide amassée lors de son avancée. À partir de  $t = 414$  ms (point C), la ligne triple s'accroche. Dès lors, le bourrelet reste de forme arrondie, mais s'élargit.

### 5.3.5. Effet de la gravité sur le bourrelet

Les effets de la gravité diffèrent selon que l'on s'intéresse à la partie supérieure ou à la partie latérale du bourrelet. La partie latérale du bourrelet est quasiment verticale, c'est-à-dire orientée selon la même direction que la gravité. Son effet est donc difficile à apprécier sur une coupe horizontale de la partie latérale du bourrelet. Par contre, on constate sur les images de la figure 5.2, ainsi que sur les reconstructions de la figure 5.16, que la base de la partie latérale est plus évasée que le haut. Les deux portions latérales forment une sorte de cône, qui atteste que la gravité a bien un impact sur le profil. Pour observer plus clairement son effet, nous nous intéressons donc à une coupe verticale de la partie supérieure du bourrelet.

En traçant l'évolution de la partie supérieure du bourrelet au cours du temps (figure 5.18), on



constate un comportement similaire à celui de la partie latérale. Il commence par grossir lentement, durant la première phase de récession du film. À  $t = 414$  ms, la ligne triple est accrochée. L'ajustement d'un cercle osculateur sur la section du bourrelet n'est plus possible à partir de cet instant (point C de la figure 5.3). Au dernier instant présenté en figure 5.18, l'augmentation de volume s'accompagne d'un aplatissement de l'interface auparavant bombée : la gravité déforme le profil en initiant une transition vers un film épais [115]. L'observation de la transition est interrompue par le ménisque remontant.

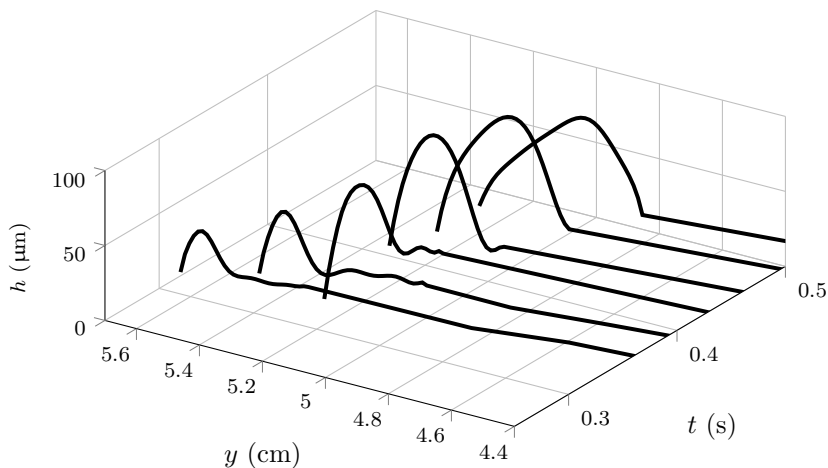


FIGURE 5.18. – Profil spatio-temporel de la portion supérieure du bourrelet.

L'ajustement d'un cercle osculateur sur le bourrelet permet de déterminer son rayon de courbure  $r$  au cours de la récession : entre le premier et le dernier instant présentés sur la figure 5.18,  $r$  varie de 8 à 58 mm. La largeur réelle du bourrelet,  $w$ , évolue entre 1 et 5 mm (figure 5.19).

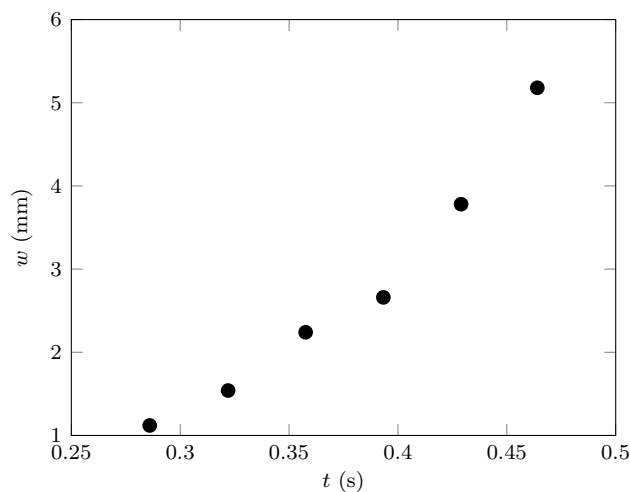


FIGURE 5.19. – Étalement du bourrelet au cours du démouillage. L'origine des temps correspond à l'image (a) de la figure 5.1.

Lorsque le bourrelet atteint une certaine épaisseur, les forces de gravité deviennent prépondérantes par rapport à la capillarité, et sont compensées par les effets de la viscosité :

$$\rho gh \sim \frac{\mu U_{lt}}{h} \quad (5.23)$$

L'épaisseur critique au-delà de laquelle le film se mue en un film épais, notée  $h_{crit}$ , s'exprime donc :

$$h_{crit} = \sqrt{\frac{3\mu U_{lt}}{\rho g}} \quad (5.24)$$

avec  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $U_{lt}$  la vitesse de la ligne triple. Le facteur 3 est issu des travaux de Snoeijer *et al.* [115]. L'application numérique dans notre cas, prise pour la vitesse maximale de la ligne triple ( $U_{ltmax} = 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ) donne :  $h_{crit} = 110 \text{ } \mu\text{m}$ , avec les paramètres  $\mu = 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\rho = 760 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  (correspondant à la température moyenne de l'évaporateur). Sur le graphe spatio-temporel 5.18, l'épaisseur maximale observée est de  $90 \text{ } \mu\text{m}$ . Lorsque la ligne triple est en mouvement, l'épaisseur du bourrelet reste donc inférieure à ce critère. Lorsque la ligne triple se stabilise, la gravité est susceptible de générer un drainage du bourrelet.

### 5.3.6. Forme trapézoïdale

Les photographies de la figure 5.2 montrent que les portions latérales du bourrelet sont parfaitement détachées des bords de la cellule, et inclinées, tandis que la portion supérieure est horizontale, et perpendiculaire à sa direction de mouvement. Les lignes triples latérales font un angle  $\phi$  avec l'horizontale, comme le montre la figure 5.20.

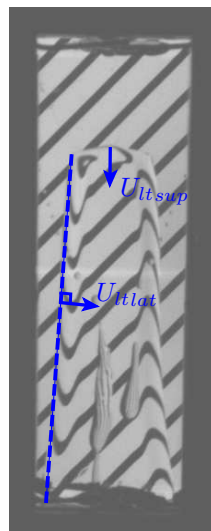


FIGURE 5.20. – Profil trapézoïdal du bourrelet.

La vitesse de recul de la ligne triple supérieure est notée  $U_{lt, sup}$ , et la vitesse de recul de la ligne triple latérale est notée  $U_{lt, lat}$ . Ce contour en forme de trapèze est caractéristique des profils de démoillage visqueux, que l'on retrouve par exemple dans les travaux [32, 35, 115]. Blake et Ruschak [16] ont postulé que la vitesse normale à la portion latérale de la ligne triple, ici  $U_{lt, lat}$ , est identique à celle de la portion supérieure,  $U_{lt, sup}$ . Des travaux expérimentaux ont attesté cette hypothèse [42, 96]. Pour notre expérience, le tracé des vitesses  $U_{lt, lat}$  et  $U_{lt, sup}$  est présenté sur la figure 5.21.

Sur la figure 5.21, les barres d'erreur sont de  $\pm 2,5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ , déterminées à partir de l'incertitude de mesure de la position de la ligne triple. Elles sont représentées par des bandes de la même couleur que le tracé correspondant. La vitesse normale à la ligne triple est donc la même partout.

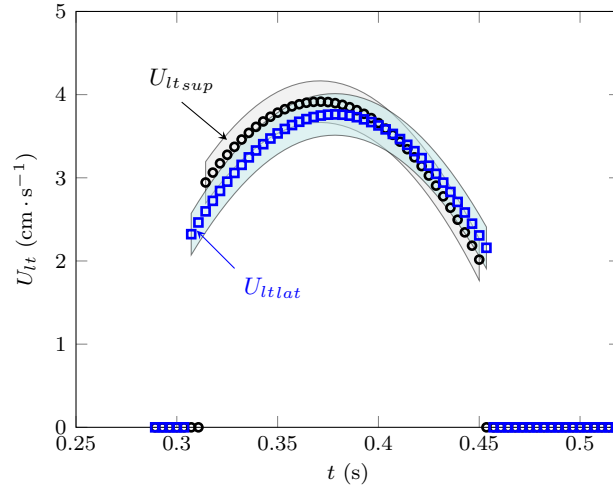


FIGURE 5.21. – Vitesses de recul des lignes triples latérale et sommitale  $U_{lt sup}$  et  $U_{lt lat}$ . Les barres d'erreur sont données par les bandes de couleur encadrant le tracé des vitesses.

L'hypothèse de Blake et Ruschak est vérifiée dans notre cas, ce qui confirme à nouveau que la situation de démouillage occasionnée est bien similaire à un démouillage visqueux.

### 5.3.7. Confrontation des résultats expérimentaux à la théorie

Dans nos expériences, la présence d'un chauffage sur les substrats implique la présence de changement de phase en vapeur pure.

#### 5.3.7.1. Évolution comparée de l'angle apparent et de l'angle de Voinov

La reconstruction 3D et la qualité de l'interpolation de la section du bourrelet avec des arcs de cercle (cf. chapitre 3) permettent de suivre l'évolution temporelle de l'angle apparent  $\theta_{app}$  avec une précision suffisante (figure 5.22). Pour obtenir l'angle de Voinov  $\theta_V$ , le terme contenant la vitesse de la ligne de contact doit être pris en compte dans l'équation (5.18). En prenant  $w \sim 3$  mm et  $l_V \simeq l_s/\theta_m \simeq 100$  nm, on obtient  $\ln(\frac{\omega}{el_V}) \sim 9$ . L'angle  $\theta_V$  est calculé et tracé sur la figure 5.22.

La vitesse  $U_{lt}$  est obtenue à partir de la mesure de position de la ligne triple latérale. Image après image, on relève la position selon la direction orthogonale à la ligne triple. Le graphe de la position en fonction du temps (figure 5.3) est ensuite lissé par une interpolation polynômiale, et sa dérivée donne l'évolution de la vitesse latérale en fonction du temps, telle que présentée sur la figure 5.22.

La figure 5.3 (en début de chapitre) montre que la vitesse de la ligne triple est corrélée avec la pression  $P_v$  dans la bulle de vapeur. Lorsque la pression  $P_v$  est plus petite que 170 hPa, la ligne triple recule (entre les points B et C). Elle est accrochée sinon. La déformation de la grille au niveau de la ligne triple (correspondant à un grand angle  $\theta_{app}$ ) est faible si la pression est élevée : la déformation disparaît quasiment entre les points C et D, ce que confirme une réduction de l'angle  $\theta_{app}$ .

Des valeurs élevées de  $\theta_V$  contrastent avec les valeurs nulles attendues dans un cas de mouillage total à l'équilibre, et apparaissent comme le reflet de la forte évaporation qui a lieu au voisinage de la ligne de contact. En effet, l'augmentation de l'angle de Voinov est corrélée avec le passage de  $T_{sat}$  en dessous de 34 °C, c'est-à-dire lorsque le gradient de température de part et d'autre du film est maximal. L'augmentation de  $\theta_V$  cause le démouillage du saphir en détachant la ligne triple des défauts du substrat où elle était accrochée. La vitesse de la ligne triple  $U_{lt}$  augmente avec le taux

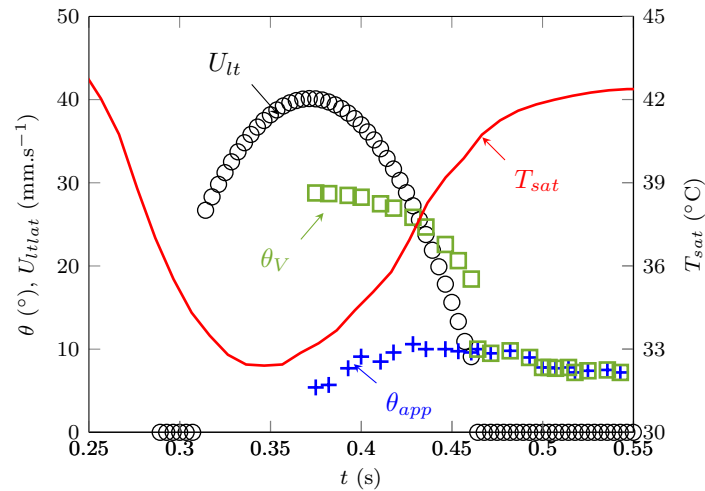


FIGURE 5.22. – Variations temporelles de  $T_{sat}$  (trait plein) et  $U_{lt}$  (cercles), ainsi que des angles  $\theta_V$  (carrés), et  $\theta_{app}$  (croix), tous deux mesurés au niveau du bourrelet droit, à une hauteur  $y = 3$  cm par rapport au bas de la cellule. La précision des angles est de  $\pm 2^\circ$ .

d'évaporation, et le bourrelet de démouillage se forme. Lorsque  $T_{sat}$  augmente à nouveau,  $\theta_V$  revient à une valeur plus faible. La ligne triple s'accroche à nouveau et la largeur  $w$  du bourrelet augmente.

### 5.3.7.2. Influence de la surchauffe de paroi sur l'angle de Voinov

Au niveau du point de mesure des angles présentés en figure 5.22, qui se situe à peu près à mi-hauteur de la cellule, la température intérieure de paroi est estimée au paragraphe 5.2.3 à  $48^\circ\text{C}$ . Il est à noter qu'au voisinage proche de la ligne triple, où la consommation de chaleur est très élevée, la température est plus basse qu'en moyenne à la paroi. Cependant, Janeček montre ([59], p. 69) que, pour des parois de bonne conductivité thermique comme le cuivre, cette baisse est faible, de l'ordre de 2%. Comme la conductivité thermique de saphir est comparable, nous négligeons cette baisse. Il est possible de tracer  $\theta_V(t)$  en fonction de la surchauffe de paroi  $\Delta T(t) = T_s - T_{sat}(t)$ , et de le comparer avec la théorie développée par Janeček *et al.* [62].

Sur la figure 5.23, on constate un bon accord entre théorie (trait plein) et expérience (triangles). Les valeurs de  $\theta_V$  et  $T_{sat}$  sont extraites du graphe 5.22, lorsque la ligne triple n'est pas accrochée et pour  $T_s = 48^\circ\text{C}$ . On ne tient pas compte des valeurs de  $\theta_{app}$  lorsque la ligne triple est immobile. La forme de l'interface est alors conditionnée par la géométrie statique du bourrelet plutôt que par l'évaporation.

### 5.3.7.3. Relation entre l'angle de contact et la vitesse de la ligne triple

On l'a compris, l'évaporation à la ligne triple permet l'apparition d'un grand angle de contact apparent au niveau de la ligne triple. D'après le paragraphe 5.3.7.2, il est possible de relier la surchauffe de la paroi à l'angle  $\theta_V$  produit. L'existence de cet angle engendre un démouillage visqueux du film. Ce problème a été étudié théoriquement pour le cas isotherme en conditions de non-mouillage (c'est-à-dire avec de grands angles apparents). La vitesse de la ligne triple a été calculée comme (presque) proportionnelle au cube de l'angle  $\theta_V$  (équation 5.20). Ce nombre capillaire rend compte uniquement du démouillage visqueux de la ligne triple, sans tenir compte du recul de la ligne triple

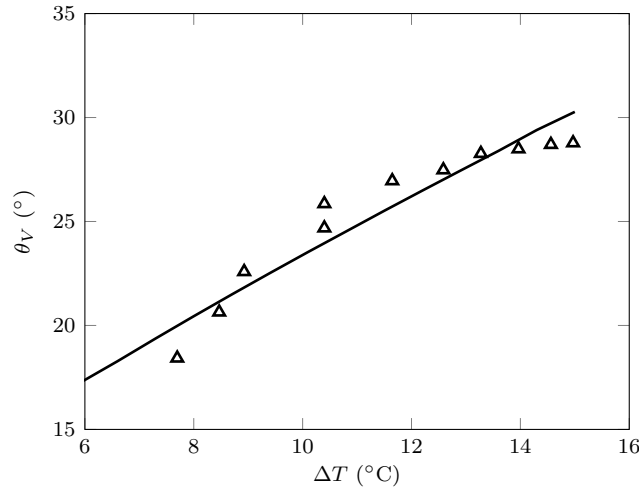


FIGURE 5.23. – Évolution de  $\theta_V$  en fonction de la surchauffe du substrat  $\Delta T = T_s - T_{sat}$  (triangles). Comparaison avec un calcul basé sur la théorie de Janeček [60] appliquée pour l'éthanol (trait plein).

lié à l'évaporation. Sur la figure 5.24, on compare le nombre capillaire calculé grâce à l'équation de Snoeijer et Eggers (5.20) avec celui mesuré directement dans notre expérience. Les valeurs de  $\theta_V$  et  $T_{sat}$  utilisées correspondent aux instants de la figure 5.22 où un angle de Voinov est mesuré, et où la ligne triple n'est pas accrochée (dans le cas contraire, le nombre capillaire  $Ca_{lt}$  est nul).

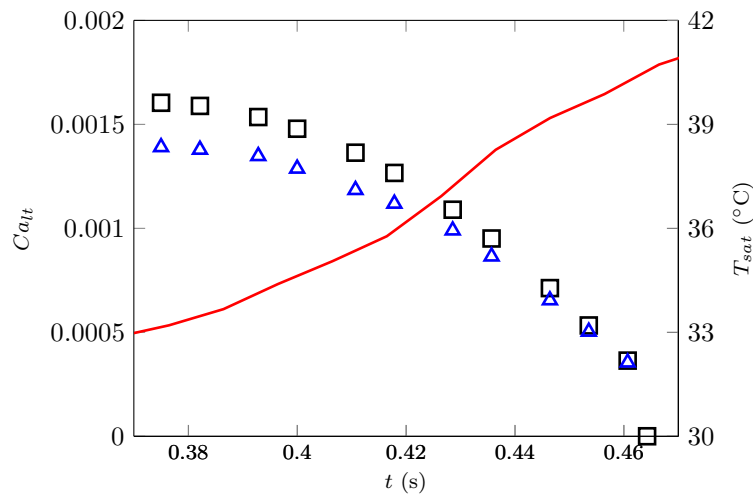


FIGURE 5.24. – Comparaison des nombres capillaires de la ligne triple  $Ca_{lt}$  mesuré et calculé. Rectangles :  $Ca_{lt}$  mesuré ; triangles :  $Ca_{lt}$  calculé à partir de (5.20). Les barres d'erreur sont inférieures à la taille des caractères. La température de saturation de la vapeur  $T_{sat}$  (trait plein) indique l'évolution au cours du temps de la surchauffe de la paroi.

Lorsque l'évaporation à la ligne triple est la plus forte, c'est-à-dire dans les premiers instants sur la figure 5.24, on note une contribution du changement de phase sur le nombre capillaire  $Ca_{lt}$ . La vitesse réelle de la ligne triple est environ 15 % supérieure à la vitesse prédite par le démouillage visqueux de l'équation (5.20). Lorsque le taux d'évaporation diminue, c'est-à-dire lorsque la température de saturation dépasse les 36 °C, la contribution de l'évaporation est négligeable et la récession est uniquement due au démouillage. Ainsi, l'évaporation à la ligne triple participe à la fois de manière directe et indirecte au mouvement de la ligne triple : elle fait reculer la ligne de contact en

évaporant petit-à-petit le liquide qui s'y trouve ; et elle permet la formation de l'angle apparent, qui lui-même entraîne la récession de la ligne triple par démouillage visqueux. Globalement, l'équation (5.20) nous permet d'obtenir un bon ordre de grandeur de la vitesse de la ligne triple à partir de l'angle de Voinov, et même une approximation à 15 % près. Ce résultat pourrait être consolidé, voire affiné, par d'autres campagnes d'essais.

Pour résumer les deux paragraphes précédents, nos mesures confirment qu'il est possible de prédire l'angle de contact à partir de la connaissance de la surchauffe de la paroi. De plus, d'après les travaux de [116], l'angle de contact peut être relié à la vitesse de déplacement de la ligne triple. Il est donc possible de relier la vitesse de déplacement de la ligne triple à la surchauffe de la paroi. Pour la modélisation d'un PHP, ce résultat est très important : étant donné que le film permet l'entretien des oscillations (il sert en quelque sorte de réserve de vapeur), il est préférable de connaître l'aire de film disponible. Jusqu'à présent, en modélisant une ligne triple accrochée, l'aire du film – et donc la réserve de vapeur – était surestimée. Prendre en compte la vitesse de récession de la ligne triple grâce à la surchauffe de paroi semble un progrès notable, mais cela reste à confirmer par des simulations.

## 5.4. Conclusions

Dans les PHP, les fluides de travail choisis mouillent complètement les parois du capillaire. Pour cette raison, dans la description théorique des PHP, le film liquide est généralement représenté incliné en dièdre, sur la totalité de sa longueur [26, 125], ou au moins à proximité du point de contact avec le substrat [105, 106]. On conçoit que le film déposé plus tôt est évaporé plus longtemps, ce qui serait susceptible de provoquer une inclinaison de la surface libre du film.

Nous avons vérifié que le mécanisme de dépôt du film par le ménisque est bien celui décrit par Landau-Levich-Bretherton. Après dépôt, le film d'éthanol évolue entre le substrat surchauffé et une atmosphère constituée uniquement de sa vapeur pure. Il s'évapore lentement. Cette évaporation entraîne une inclinaison du film en partie centrale, comme imaginé. Cependant, la topographie découverte montre que l'inclinaison du film sur la zone centrale est en fait infime ( $< 0,1^\circ$ ). L'évaporation a donc un effet limité sur la partie centrale du film.

En conditions isothermes, l'éthanol mouille très bien le saphir. On s'attend donc à ce que le film d'éthanol soit parfaitement étalé sur le substrat. La réalité est différente. Les observations expérimentales montrent que le film ne s'étale pas. Au contraire, sur tout le pourtour de la ligne triple, un bourrelet de démouillage de forme arrondie est formé. Ce bourrelet recule progressivement, en absorbant petit-à-petit dans son volume la partie centrale du film liquide. En reculant, le film, regardé de face, prend la forme d'un trapèze. Ce comportement est typique d'une situation de démouillage visqueux, qui apparaît généralement en conditions de mouillage partiel.

Au voisinage de la ligne triple, la surchauffe du substrat implique un fort taux d'évaporation. Cela se traduit par une forte accentuation de la courbure au voisinage de la ligne de contact. À l'échelle de l'observateur, cet effet s'interprète comme un angle apparent très grand. L'angle apparent et celui engendré par l'évaporation, appelé angle de Voinov, sont liés par l'équation de Cox-Voinov. La

valeur de l'angle de Voinov peut être calculée, dans notre expérience, à partir des mesures de l'angle apparent. La plus haute valeur obtenue ( $\simeq 30^\circ$ ) contraste avec la valeur quasi-nulle attendue à l'équilibre dans le cas d'un couple mouillant. Les mesures sont en très bon accord avec la théorie développée auparavant par Janeček *et al* [62], qui relie l'angle de Voinov à la surchauffe de la paroi. C'est cet angle qui provoque l'apparition du phénomène de démouillage à l'origine de la formation du bourrelet. Notre analyse, qui montre l'impact de la vitesse de la ligne triple sur l'angle apparent, est générale et s'applique à toute situation d'évaporation impliquant une ligne triple, notamment l'évaporation de films et l'ébullition. Nous montrons comment estimer avec bonne précision la vitesse du recul de la ligne triple d'un film liquide lorsque ce recul est provoqué par l'évaporation.

En résumé, l'évaporation n'est pas directement responsable de la disparition du film. Le film ne disparaît pas parce qu'il est évaporé mais en raison du démouillage, lui-même provoqué par la surchauffe de la paroi. Le comportement observé est en tout point similaire à celui d'un démouillage visqueux, alors que l'éthanol mouille parfaitement le saphir. Ces résultats modifient complètement l'image des films dans les PHP, et vont permettre une meilleure description de la dynamique des systèmes multibranches. Dans le contexte plus général de PHP à branches multiples, nos résultats nous conduisent à penser que le choix du fluide de travail ne devrait pas être orienté en fonction de ses propriétés de mouillage.

## Chapitre 6.

# CONCLUSION

Ces travaux proposent une analyse de la dynamique d'un film liquide, dit de Landau-Levich, lorsqu'il s'évapore dans sa vapeur pure. Les études à ce sujet, qu'elles soient expérimentales ou théoriques, sont encore rares. Aucune investigation expérimentale antérieure à cette thèse n'a permis de mesure directe de l'épaisseur du film en cours d'évaporation, ni de visualisation de sa géométrie. Dans la plupart des modèles antérieurs à ces travaux, le film est supposé incliné selon un profil en dièdre (figure 6.1(a)). Sous cette hypothèse, le taux d'évaporation n'est pas homogène sur toute la longueur : il est de plus en plus important à mesure que l'on se rapproche de la ligne triple. Le film s'amincit donc par son extrémité, et le recul de la ligne triple est supposé contrôlé par l'évaporation. Notre expérience révèle que le profil du film n'est pas semblable à cette représentation conventionnelle.

Cette étude a été motivée par le besoin de compréhension de la physique des films au sein des caloducs oscillants (appelés aussi PHP – *Pulsating Heat Pipes*). Les PHP sont des liens thermiques de forte conductance et en même temps de géométrie très simple, ce qui les rend prometteurs pour de nombreuses applications industrielles (chapitre 1). Alors que leur utilisation serait plus que jamais nécessaire pour répondre aux besoins de l'industrie, leur développement à grande échelle est freiné par des problèmes de physique fondamentale, notamment au sujet des films et de la modélisation de leur comportement. Au sein d'un PHP, les films liquides sont déposés par les oscillations des bouchons de liquide, et leur dynamique est un phénomène de première importance. Lorsqu'ils s'évaporent au contact de la source chaude, ils participent à l'entretien des instabilités qui assurent les oscillations des bouchons de liquide. Leur aire – contrôlée par leur longueur – et leur épaisseur sont donc directement liées à la performance du système. Il est donc nécessaire d'enquêter sur l'évolution temporelle de ces deux paramètres (longueur et épaisseur).

L'installation expérimentale, décrite au chapitre 2, est un PHP monobranche avec l'éthanol pour fluide de travail. Deux particularités du dispositif sont à souligner. D'abord, la section du canal est rectangulaire. Il s'agit quasiment d'une fente, puisque sa largeur est grande devant son épaisseur. Ensuite, la partie du canal qui constitue l'évaporateur est transparente : il s'agit de deux plaques de saphir, placées l'une en face de l'autre, et chauffées au moyen d'un dépôt métallique résistif. De cette façon, l'évaporateur tient lieu de cellule de Hele-Shaw, dans laquelle les films sont visibles. En plus de les observer, nous avons mesuré leurs caractéristiques en dynamique. Deux techniques optiques ont été employées et combinées à cette fin : l'interférométrie et la déflectométrie de grille. L'interférométrie permet le suivi temporel de l'épaisseur de film en un point donné, pendant toute sa durée de vie.



La déflectométrie de grille, expliquée au chapitre 3, permet de connaître la topographie du film. En pratique, on insère une grille d'un côté de la cellule de Hele-Shaw, et on l'observe de l'autre côté. Le film liquide joue le rôle d'un prisme optique et l'image de la grille apparaît déformée. En analysant la déformation, il est possible de reconstruire en 3D le relief du film qui l'a provoquée. D'autres capteurs ont été installés pour la mesure de pression de vapeur et de températures de parois externes de l'évaporateur. Le point fort de toutes ces techniques instrumentales a été leur synchronisation soignée.

Parmi les difficultés rencontrées, il faut citer celles liées au démarrage de l'oscillation auto-entretenu. La thématique du démarrage des PHP est encore mal connue et peu étudiée. Lors de la mise en route de notre dispositif expérimental, nous y avons été confronté malgré nous. Nous avons alors entrepris une recherche méticuleuse d'un point de fonctionnement permettant une visualisation optimale du film.

Une autre difficulté concernait la caractérisation thermique de notre installation. Elle a été conçue pour assurer la visibilité des films. Le dépôt résistif permettant le chauffage des plaques de saphir est métallique, et donc réfléchissant dans l'infrarouge. L'utilisation d'une caméra thermique pour la mesure de la température du liquide n'a donc pas été possible, et nous nous sommes contentés d'estimations fournies par les données issues des thermocouples placés à l'extérieur de la cellule.

Avant d'analyser le devenir de ce film en présence d'évaporation, nous nous sommes intéressés au mécanisme qui lui a donné naissance. Dans un premier temps, nous avons entamé une étude paramétrique visant à dégager les points de fonctionnement favorables à l'établissement d'une oscillation auto-entretenu. Cette étude a révélé un seuil de démarrage du PHP : au-delà d'une certaine différence de température entre l'évaporateur et la vapeur, l'oscillation démarre avec des amplitudes d'une dizaine de centimètres. L'obtention de l'oscillation n'a cependant pas été synonyme de visualisation d'un film : il existe différents régimes d'oscillations auto-entretenu, selon les couplages de paramètres choisis. Par exemple, une pression moyenne faible dans la bulle de vapeur favorise une oscillation chaotique de grande amplitude, où les films sont de forme irrégulière. Au contraire, une pression moyenne plus élevée permet l'émergence de films de forme régulière, déposés par le ménisque sur les hublots de la cellule.

Pour comprendre la dynamique de l'oscillation, un bilan de quantité de mouvement a été appliqué au bouchon de liquide, prenant en compte les forces de pression, de gravité, de friction visqueuse du bouchon sur les parois, ainsi que les pertes de charge singulières à l'embouchure du canal (chapitre 4). Il en résulte une équation liant la pression de vapeur et la position du ménisque. Grâce à la mesure du signal de pression, il est ainsi possible de déduire la position du ménisque à chaque instant, ainsi que la fréquence d'oscillation, et de les comparer aux mesures. Nous constatons que, lorsque les frottements visqueux dans le bouchon de liquide sont calculés en supposant un écoulement laminaire (comme le laisse supposer le faible nombre de Reynolds), le calcul de la fréquence d'oscillation diffère de la fréquence réellement mesurée de plus de 60 %. Partant du constat que la profondeur de pénétration de l'oscillation est comparable à la largeur du canal, le profil parabolique de vitesse ne peut être réellement établi sur une période d'oscillation. Notre modèle est donc affiné en tenant compte de l'effet inertiel. Les résultats analytiques montrent que la dissipation produite

par un écoulement oscillant visqueux est au moins deux fois supérieure à celle produite par un écoulement purement laminaire. En prenant en compte la dynamique de l'écoulement, nous parvenons à une prédiction de la fréquence d'oscillation assez proche de la réalité, qui est de 1,5 Hz. Nous disposons donc d'un peu moins d'une seconde pour observer les films, une fois que le ménisque les a déposés.

D'après les mesures effectuées, l'épaisseur de film à l'instant du dépôt correspond à la théorie de Landau-Levich. Il apparaît également que, loin de la ligne triple, le film est quasiment plat.

Près de la ligne triple, le profil du film est très différent de ce qui est imaginé d'ordinaire dans les modélisations de PHP. La figure 6.1 présente le profil qui a été mesuré en comparaison de la représentation conceptuelle qui prévalait auparavant. Nos mesures révèlent que le film forme un bourrelet, dont les dimensions changent en fonction de la surchauffe du substrat. Sur la calotte sphérique de ce bourrelet, en raison de son épaisseur, l'évaporation est freinée. Le théâtre de l'évaporation se situe en fait au voisinage microscopique de la ligne triple. À cet endroit, l'angle de contact à l'échelle nanométrique entre l'éthanol et le saphir est donné par les propriétés physiques du couple éthanol-saphir, qui correspond à un cas de mouillage parfait. Nous avons mesuré cependant un grand angle apparent (c'est-à-dire visible à l'échelle millimétrique) entre l'interface du film et le substrat. Dès l'augmentation de cet angle, un bourrelet de démouillage se forme sur le pourtour de la ligne triple, et le film se rétracte (chapitre 5). Ce phénomène est expliqué par l'évaporation à l'échelle micrométrique, conformément à la théorie développée par d'autres chercheurs.

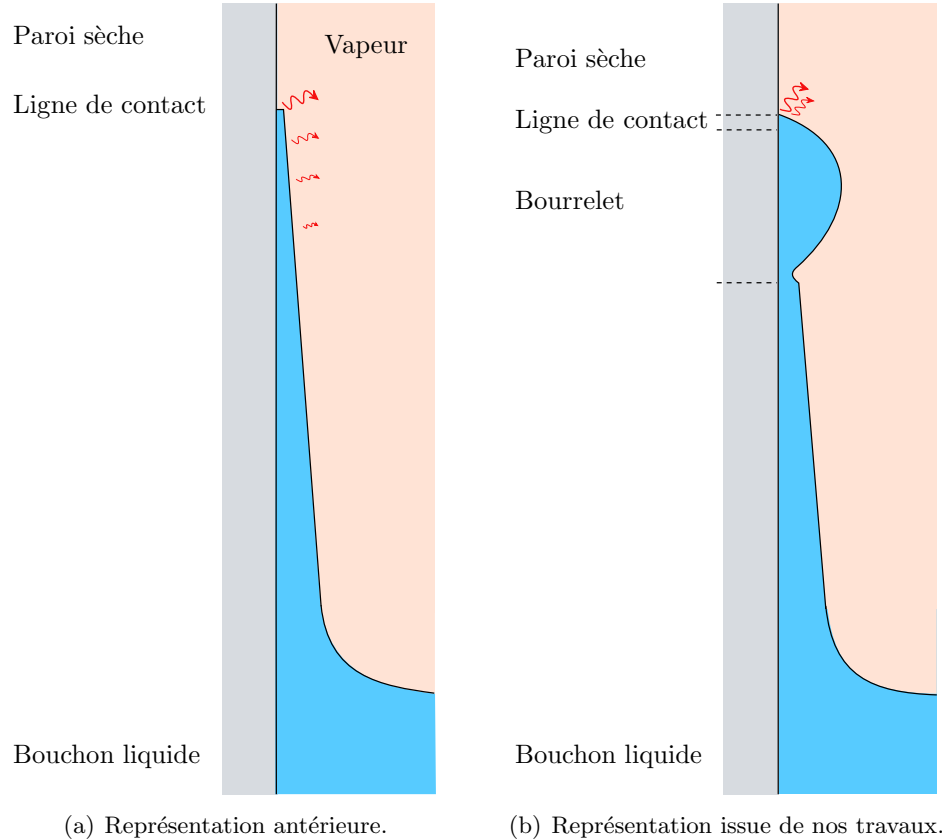


FIGURE 6.1. – Représentations conceptuelles du film liquide s'évaporant. Les schémas ne sont pas à l'échelle, l'épaisseur de film est exagérée par rapport à sa longueur.

En somme, ce travail apporte la preuve expérimentale que l'évaporation à l'échelle microscopique provoque l'apparition de grands angles de contact entre l'interface liquide-vapeur et le substrat, alors même que l'éthanol mouille parfaitement le saphir. En conséquence, la longueur de film est contrôlée plutôt par la rétractation de la ligne triple par démouillage que par l'évaporation à l'échelle du film. Un tel phénomène change la vision du film au sein des caloducs oscillants. Étant donnée leur place centrale dans la dynamique du système, cette nouvelle représentation est susceptible d'affecter les modèles existants de PHP à branches multiples. Les implications de ce nouveau profil nécessitent d'être évaluées sur des simulations de la dynamique globale du système. Souvent, les parois internes des caloducs de tous bords sont traitées, afin de les rendre mouillantes : une meilleure efficacité est ainsi espérée. En réalité, cette précaution pourrait se révéler inutile.

Les résultats obtenus ont été comparés aux récentes études théoriques de l'évaporation au voisinage de la ligne triple d'une goutte. À présent, ils faut les confronter à une théorie expliquant le comportement des films de Landau-Levich en présence d'évaporation.

# Bibliographie

- [1] NIST chemistry webbook, NIST standard reference database 69. [II](#)
- [2] AKACHI, H. Structure of a heat pipe. US Patent 4921041, 1 May 1990. [5](#)
- [3] AKACHI, H. Structure of micro-heat pipe. US Patent 5219020, 15 June 1993. [5](#)
- [4] AKACHI, H. L-type heat sink. US Patent 5490558, 13 February 1996. [5](#)
- [5] AKACHI, H., & POLASEK, F. Thermal control of igbt modules in traction drives by pulsating heat pipes. In *Proc. of 10th Int. Heat Pipe Conf.* (1997), vol. 3, pp. 8–12. [5](#)
- [6] ANDRIEU, C., CHATENAY, D., & SYKES, C. Mesure des angles de contact dynamiques. *C. R. Acad. Sci.* **320**(7) 351–357 (1995). [40](#), [41](#)
- [7] ARAB, M., SOLTANIEH, M., & SHAFII, M. B. Experimental investigation of extra-long pulsating heat pipe application in solar water heaters. *Exp. Therm Fluid Sci.* **42**(0) 6 – 15 (2012). [9](#)
- [8] AUSSILLOUS, P., & QUÉRÉ, D. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube. *Phys. Fluids* **12**(10) 2367 – 2371 (2000). [18](#), [64](#), [97](#)
- [9] AYL, V., ARANEO, L., SCALAMBRA, A., MAMELI, M., ROMESTANT, C., PITEAU, A., MARENGO, M., FILIPPESCHI, S., & BERTIN, Y. Experimental study of a closed loop flat plate pulsating heat pipe under a varying gravity force. *Int. J. of Thermal Sci.* **96** 23 – 34 (2015). [8](#)
- [10] AYL, V., BERTIN, Y., ROMESTANT, C., BENSALÉM, A., & BONJOUR, J. Étude paramétrique de caloducs oscillants soumis ou non à la gravité. In *Proc. Congrès Français de Thermique* (Vannes, France, May 26-29 2009). [8](#), [9](#)
- [11] AYL, V., BERTIN, Y., ROMESTANT, C., & BURBAN, G. Experimental study of pulsating heat pipes tested in horizontal and vertical positions. In *Proc. 15th International Heat Pipe Conference* (Clemson, South Carolina, USA, 25-29 April 2010). [8](#), [9](#), [26](#)
- [12] AZAR, K. The history of power dissipation. *Electronics Cooling* **6**(1) 42–50 (2000). [2](#)
- [13] BAR-COHEN, A., & WANG, P. Thermal management of on-chip hot spot. *J. Heat Transfer* **134**(5) 051017–051017 (Apr. 2012). [2](#)
- [14] BENSALÉM, A., AYL, V., BERTIN, Y., BONJOUR, J., & ROMESTANT, C. Étude expérimentale de caloducs oscillants. In *Proc. Congrès Français de Thermique* (2007), pp. 1–6. [7](#)
- [15] BERTOZZI, A. L., MÜNCH, A., FANTON, X., & CAZABAT, A. M. Contact line stability and “undercompressive shocks” in driven thin film flow. *Phys. Rev. Lett.* **81** 5169–5172 (1998). [103](#)
- [16] BLAKE, T. D., & RUSCHAK, K. J. A maximum speed of wetting. *Nature* **282**(5738) 489 – 491 (1979). [111](#)

- [17] BONJOUR, J., LEFÈVRE, F., SARTRE, V., BERTIN, Y., ROMESTANT, C., AYEL, V., & PLATEL, V. Systèmes diphasiques de contrôle thermique - microcaloducs et caloducs oscillants. Tech. Rep. 9547, Tech. Ing., 2011. [7](#), [9](#)
- [18] BONN, D., EGGERS, J., INDEKEU, J., MEUNIER, J., & ROLLEY, E. Wetting and spreading. *Rev. Mod. Phys.* **81** 739 – 805 (2009). [103](#)
- [19] BONNET, F., GULLY, P., & NIKOLAYEV, V. Experimental study of a single branch cryogenic pulsating heat pipe : first results. In *Proc. Eurotherm sem. on gravitational effects on liquid-vapor phase change* (Hyères, France, April 17-21 2011), IUSTI. [13](#)
- [20] BONNET, F., GULLY, P., & NIKOLAYEV, V. Development and test of a cryogenic pulsating heat pipe and a pre-cooling system. In *AIP Conf. Proc.* (Spokane, Washington, USA, 13-17 June 2012), vol. 1434 of *Adv. Cryogenic Eng. : Trans. Cryogenic Eng. Conf.*, vol. 57, pp. 607–614. [13](#)
- [21] BRETHERTON, F. P. The motion of long bubbles in tubes. *J. Fluid Mech.* **10** 166 – 188 (1961). [18](#), [63](#), [97](#)
- [22] BROCHARD-WYART, F., DE MEGLIO, J.-M., & QUÉRÉ, D. Démouillage. Etude du retrait d'un film de liquide non mouillant déposé sur un plan ou une fibre. *C. R. Acad. Sci.* **304 II** 553 (1987). [102](#), [103](#)
- [23] BRUHAT, G. *Optique*. Masson, 2005. [52](#)
- [24] BURBAN, G., LAGONOTTE, P., & ALEXANDRE, A. Conception et réalisation expérimentale d'un caloduc pulsé pour le refroidissement d'une électronique de puissance d'un véhicule hybride, 2009. [10](#)
- [25] CAREY, V. P. *Liquid-Vapor Phase Change Phenomena*. Hemisphere, Washington D.C., 1992. [102](#)
- [26] CHAURIS, N., AYEL, V., BERTIN, Y., & ROMESTANT, C. Evaporation of a liquid film deposited on a capillary heated tube : Experimental analysis by infrared thermography of its thermal footprint. *Int. J. Heat Mass Transfer* **86** 492 – 507 (2015). [v](#), [17](#), [92](#), [99](#), [107](#), [115](#)
- [27] COMOLET, R. *Mécanique expérimentale des fluides : Dynamique des fluides réels. Turbomachines*. Mécanique expérimentale des fluides. Masson, 1994. [68](#)
- [28] COX, R. G. The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface. Part 1. Viscous flow. *J. Fluid Mech.* **168** 169 – 194 (1986). [105](#)
- [29] DAS, S. P., NIKOLAYEV, V. S., LEFÈVRE, F., POTTIER, B., KHANDEKAR, S., & BONJOUR, J. Thermally induced two-phase oscillating flow inside a capillary tube. *Int. J. Heat Mass Transfer* **53**(19-20) 3905 – 3913 (2010). [v](#), [12](#), [15](#), [20](#), [21](#), [74](#), [75](#)
- [30] DE GENNES, P.-G. Wetting : statics and dynamics. *Rev. Mod. Phys.* **57** 827 – 863 (1985). [58](#), [94](#)
- [31] DE GENNES, P. G. Mécanismes de transformation d'un film de savon horizontal. *C. R. Acad. Sci.* **303**(14) 1275–1277 (1986). [102](#), [103](#)
- [32] DE GENNES, P.-G., BROCHARD-WYART, F., & QUÉRÉ, D. *Capillarity and Wetting Phenomena : Drops, Bubbles, Pearls, Waves*. Springer, New York, 2004. [41](#), [102](#), [103](#), [111](#)
- [33] DEAN, J. A. Lange's handbook of chemistry. [II](#)

- [34] DELON, G. *Nature de la transition de Landau-Levich*. PhD thesis, University Paris 7, Paris, 2007. [26](#), [40](#), [103](#)
- [35] DELON, G., FERMIGIER, M., SNOELJER, J. H., & ANDREOTTI, B. Relaxation of a dewetting contact line. Part 2 : Experiments. *J. Fluid Mech.* **604** 55 – 75 (2008). [40](#), [111](#)
- [36] DERYAGUIN, B. V. Thickness of liquid layer adhering to walls of vessels on their emptying and the theory of photo- and motion-picture film coating. *Dokl. Acad. Sci. USSR* **39** 13 – 19 (1943). [95](#)
- [37] DI MARCO, P., & FILIPPESCHI, S. Pulsating heat pipes with flexible adiabatic section : first experimental results. In *Proc. 15th Int. Heat Pipe Conf.* (Clemson, USA, April 25-30 2010), Clemson University. [9](#)
- [38] DOBSON, R. T. Theoretical and experimental modelling of an open oscillatory heat pipe including gravity. *Int. J. Therm. Sci.* **43**(2) 113 – 119 (2004). [20](#)
- [39] DOBSON, R. T. An open oscillatory heat pipe water pump. *Appl. Therm. Eng.* **25**(4) 603 – 621 (2005). [20](#)
- [40] DUFRAISSE, D., AYL, V., BERTIN, Y., & ROMESTANT, C. Performances and limits of a multi-source pulsating heat pipe tested under high heat flux. In *18th IHPC and 12th IHPS* (Jeju, Korea, June 12-16 2016). [9](#)
- [41] FOUQUET, J. Au pop-pop, tous les coups sont permis... Ouest-France, 8 Avril 2015. [12](#)
- [42] GAO, P., LI, L., & LU, X.-Y. Dewetting films with inclined contact lines. *Phys. Rev. E* **91** 023008 (2015). [111](#)
- [43] GERBAUD, V., & RODRIGUEZ-DONIS, I. Distillation de mélanges non idéaux. Distillation azéotropique et distillation extractive. Choix de l'entraîneur, 2015. [33](#)
- [44] GIVLER, R. C., & MARTINEZ, M. J. Modeling of pulsating heat pipes. Tech. Rep. SAND2009-4520, Sandia Nat. Lab., 2009. [21](#)
- [45] GROLL, M., & KHANDEKAR, S. Pulsating heat pipes : a challenge and still unsolved problem in heat pipe science. *Archives of Thermodynamics* **23**(4) 17–28 (2002). [4](#)
- [46] GROLL, M., & KHANDEKAR, S. Pulsating heat pipes : progress and prospects. In *Proc. Int. Conf. on Energy and the Environment* (2003). [v](#), [5](#), [6](#)
- [47] GULLY, P., BONNET, F., NIKOLAYEV, V., LUCHIER, N., & TRAN, T. Q. Evaluation of the vapor thermodynamic state in PHP. In *Proc. 17th Int. Heat Pipe Conf.* (Kanpur, India, October 13-17 2013), IIT Kanpur. [v](#), [13](#), [14](#), [75](#)
- [48] GURFEIN, V., BEYSENS, D., GARRABOS, Y., & NEINDRE, B. L. Simple grid technique to measure refractive index gradients. *Optics Comm.* **85**(2-3) 147 – 152 (1991). [40](#)
- [49] HAN, Y., & SHIKAZONO, N. Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow. *Int. J. Heat Fluid Flow* **30**(5) 842 – 853 (2009). [18](#), [52](#), [97](#)
- [50] HEGSETH, J., OPRISAN, A., GARRABOS, Y., NIKOLAYEV, V. S., LECOUTRE-CHABOT, C., & BEYSENS, D. Wetting film dynamics during evaporation under weightlessness in a near-critical fluid. *Phys. Rev. E* **72** 031602 (2005). [40](#), [41](#)
- [51] HELE SHAW, H. S. On the motion of a viscous fluid between two parallel plates. *Nature* **58** 34–36 (1898). [25](#)

- [52] HÖHMANN, C., & STEPHAN, P. Microscale temperature measurement at an evaporating liquid meniscus. *Exp Thermal and Fluid Sci.* **26**(2) 157–162 (2002). [v](#), [18](#), [19](#)
- [53] HORN, W., ARQUES, P., & VASSEUR, J. Modélisation et simulation d'un pulsoréacteur à vapeur. *Entropie* **37**(233) 32–42 (2001). [11](#)
- [54] HU, H., & LARSON, R. Evaporation of a sessile droplet on a substrate. *J. Phys. Chem. B* **106**(6) 1334 – 1344 (2002). [92](#)
- [55] HUH, C., & SCRIVEN, L. E. Hydrodynamic model of steady movement of a solid/liquid/fluid contact line. *J. Colloid Interf. Sci.* **35** 85 – 101 (1971). [104](#)
- [56] IBRAHEM, K., RABBO, M. A., GAMBARYAN-ROISMAN, T., & STEPHAN, P. Experimental investigation of evaporative heat transfer characteristics at the 3-phase contact line. *Exp. Therm Fluid Sci.* **34**(8) 1036 – 1041 (2010). [18](#)
- [57] IDELCHIK, I. *Handbook of Hydraulic Resistance*. Jaico Publishing House, 2008. [70](#)
- [58] IRANDOUST, S., & ANDERSSON, B. Liquid film in Taylor flow through a capillary. *Ind. Eng. Chem. Res.* **28**(11) 1684 – 1688 (1989). [18](#)
- [59] JANEČEK, V. *Evaporation at microscopic scale and at high heat flux*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, 2012. [vii](#), [105](#), [108](#), [113](#)
- [60] JANEČEK, V., ANDREOTTI, B., PRAŽÁK, D., BÁRTA, T., & NIKOLAYEV, V. S. Moving contact line of a volatile fluid. *Phys. Rev. E* **88** 060404 (Dec 2013). [103](#), [105](#), [106](#), [114](#)
- [61] JANEČEK, V., & NIKOLAYEV, V. S. Contact line singularity at partial wetting during evaporation driven by substrate heating. *Europhys. Lett.* **100**(1) 14003 (2012). [106](#)
- [62] JANEČEK, V., & NIKOLAYEV, V. S. Apparent-contact-angle model at partial wetting and evaporation : Impact of surface forces. *Phys. Rev. E* **87** 012404 (Jan 2013). [103](#), [104](#), [106](#), [107](#), [113](#), [116](#)
- [63] JANEČEK, V., & NIKOLAYEV, V. S. Triggering the boiling crisis : a study of the dry spot spreading mechanism. *Interfacial Phenomena and Heat Transfer* **2**(4) 363 – 383 (2014). [vii](#), [108](#)
- [64] JANEČEK, V. V., DOUMENC, F., GUERRIER, B., & NIKOLAYEV, V. S. Can hydrodynamic contact line paradox be solved by evaporation-condensation? *J. Colloid Interface Sci.* **460** 329 – 338 (2015). [106](#)
- [65] KARTHIKEYAN, V., KHANDEKAR, S., PILLAI, B., & SHARMA, P. K. Infrared thermography of a pulsating heat pipe : Flow regimes and multiple steady states. *Appl. Therm. Eng.* **62**(2) 470 – 480 (2014). [7](#)
- [66] KATO, S., OKUYAMA, K., ICHIKAWA, T., & MORI, S. A single, straight-tube pulsating heat pipe (examination of a mechanism for the enhancement of heat transport). *Int. J. Heat Mass Transfer* **64** 254 – 262 (2013). [4](#), [14](#)
- [67] KHANDEKAR, S. *Thermo-hydrodynamics of closed loop pulsating heat pipes*. PhD thesis, 2004. [v](#), [2](#), [6](#), [7](#), [8](#), [13](#)
- [68] KHANDEKAR, S., & GROLL, M. An insight into thermo-hydrodynamic coupling in closed loop pulsating heat pipes. *Int. J. Therm. Sci.* **43**(1) 13 – 20 (2004). [5](#), [7](#)

- [69] KHANDEKAR, S., GROLL, M., CHAROENSAWAN, P., RITTIDECH, S., & TERDTON, P. Closed and open loop pulsating heat pipes. In *Proc. 13th Int. Heat Pipe Conf.* (2004), vol. 1, pp. 38–51. [7](#)
- [70] KHANDEKAR, S., PANIGRAHI, P. K., LEFÈVRE, F., & BONJOUR, J. Local hydrodynamics of flow in a pulsating heat pipe : a review. *Frontiers in Heat Pipes* **1**(2) 023003 (2010). [103](#)
- [71] KUNKELMANN, C., IBRAHEM, K., SCHWEIZER, N., HERBERT, S., STEPHAN, P., & GAMBARYAN-ROISMAN, T. The effect of three-phase contact line speed on local evaporative heat transfer : Experimental and numerical investigations. *Int. J. Heat Mass Transfer* **55**(7-8) 1896 – 1904 (2012). [19](#)
- [72] LAGUBEAU, G. Propulsion par moteur pop-pop. Master’s thesis, supervisor : D. Quéré, PMMH-ESPCI, Paris, 2006. [v](#), [11](#), [12](#), [16](#)
- [73] LANDAU, L. D., & LEVICH, B. V. Dragging of a liquid by a moving plate. *Acta physico-chimica USSR* **17** 42 – 54 (1942). [63](#), [95](#)
- [74] LANDAU, L. D., & LIFSHITZ, E. M. *Fluid Mechanics*. Pergamon Press, Oxford, 1987. [71](#)
- [75] LAUGA, E., BRENNER, M. P., & STONE, H. A. Microfluidics : The no-slip boundary condition. In *Springer Handbook of Experimental Fluid Dynamics*, C. Tropea, A. Yarin, & J. Foss, Eds. Springer, New York, 2007, ch. 19, pp. 1217 – 1240. [105](#)
- [76] LEUNG, S. S. Y., GUPTA, R., FLETCHER, D. F., & HAYNES, B. S. Effect of flow characteristics on Taylor flow heat transfer. *Ind. Eng. Chem. Res.* **51**(4) 2010 – 2020 (2012). [v](#), [16](#)
- [77] LIPS, S., BENSALÉM, A., BERTIN, Y., AYL, V., ROMESTANT, C., & BONJOUR, J. Experimental evidences of distinct heat transfer regimes in pulsating heat pipes (PHP). *Appl. Therm. Eng.* **30**(8-9) 900 – 907 (2010). [26](#)
- [78] LORENCEAU, E., QUÉRÉ, D., OLLITRAULT, J.-Y., & CLANET, C. Gravitational oscillations of a liquid column in a pipe. *Phys. Fluids* **14**(6) 1985 – 1992 (2002). [67](#), [70](#), [83](#)
- [79] MACKAY, R. S. Boat driven by thermal oscillations. *Am. J. Phys.* **26**(8) 583–584 (1958). [11](#)
- [80] MAMELI, M., MARENGO, M., & ZINNA, S. Numerical model of a multi-turn closed loop pulsating heat pipe : Effects of the local pressure losses due to meanderings. *Int. J. Heat Mass Transfer* **55**(4) 1036 – 1047 (2012). [20](#)
- [81] MANGINI, D., MAMELI, M., GEORGOULAS, A., ARANEO, L., FILIPPESCHI, S., & MARENGO, M. A pulsating heat pipe for space applications : Ground and microgravity experiments. *Int. J. Therm. Sci.* **95** 53 – 63 (2015). [8](#)
- [82] MAYDANIK, Y. F., DMITRIN, V. I., & PASTUKHOV, V. G. Compact cooler for electronics on the basis of a pulsating heat pipe. *Appl. Therm. Eng.* **29**(17-18) 3511 – 3517 (2009). [v](#), [9](#), [10](#)
- [83] MEHTA, B., & KHANDEKAR, S. Taylor bubble-train flows and heat transfer in the context of pulsating heat pipes. *Int. J. Heat Mass Transfer* **79** 279 – 290 (2014). [15](#)
- [84] MIYAZAKI, Y. Cooling of notebook pcs by flexible oscillating heat pipes. In *ASME Heat Transf. Summer Conf.* (2005), American Society of Mechanical Engineers, pp. 65–69. [9](#)



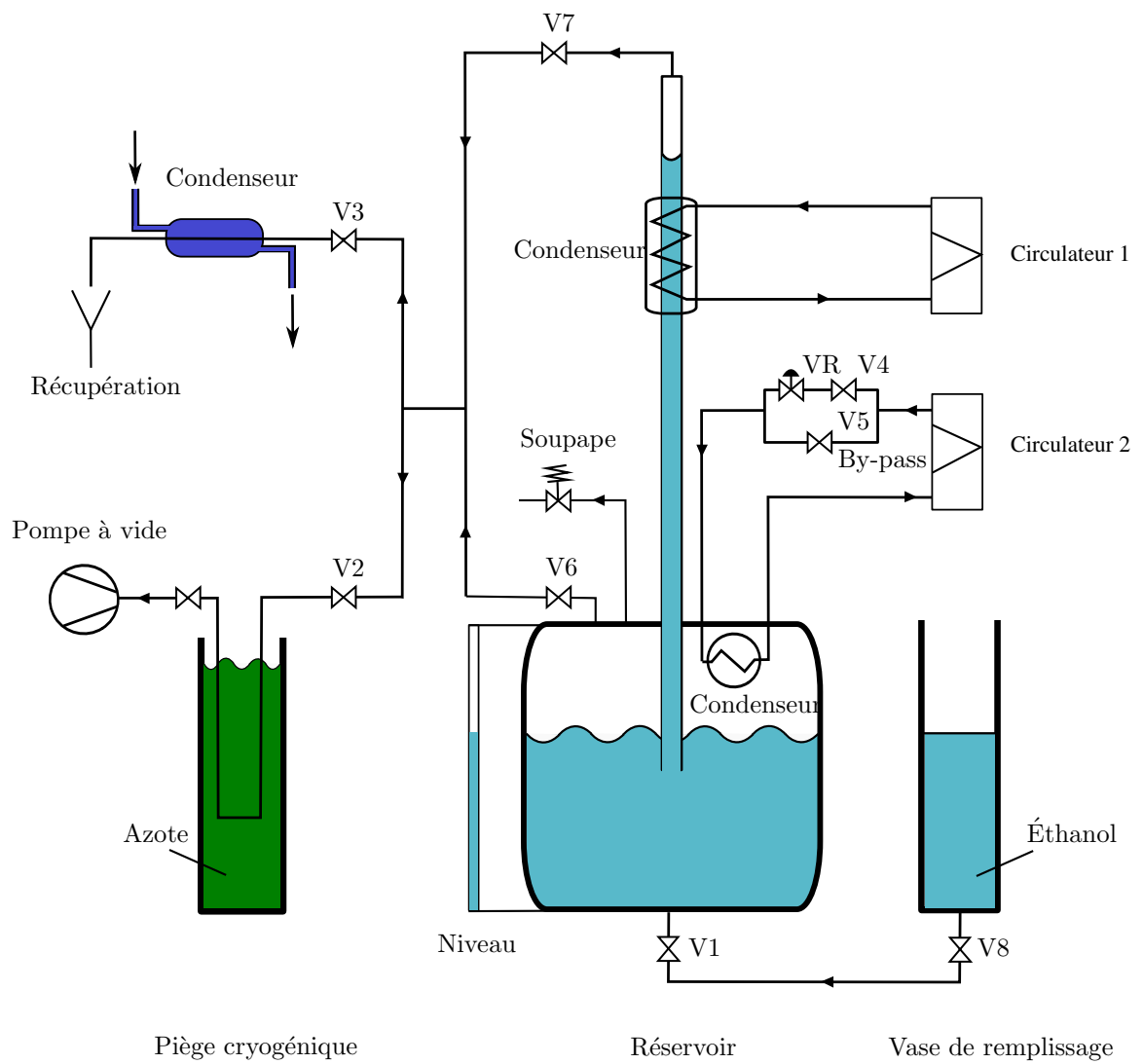
- [85] MIYAZAKI, Y., & ARIKAWA, M. Oscillatory flow in the oscillating heat pipe. In *Proc. 11th Int. Heat Pipe Conf.* (Tokyo, Japan, 1999), pp. 143 – 148. [5](#)
- [86] MOISY, F., RABAUD, M., & SALSAC, K. A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. *Exp. Fluids* **46**(6) 1021 – 1036 (2009). [41](#)
- [87] NIKOLAYEV, V., & SUNDARARAJ, S. K. Oscillating menisci and liquid films at evaporation/condensation. In *Proc. 17th Int. Heat Pipe Conf.* (Kanpur, India, October 13-17 2013), IIT Kanpur. [100](#)
- [88] NIKOLAYEV, V. S. Dynamics of the triple contact line on a nonisothermal heater at partial wetting. *Phys. Fluids* **22**(8) 082105 (2010). [100](#)
- [89] NIKOLAYEV, V. S. Comment on “Flow and heat transfer of liquid plug and neighboring vapor slugs in a pulsating heat pipe” by Yuan, Qu, & Ma. *Int. J. Heat Mass Transfer* **54**(9-10) 2226 – 2227 (2011). [75](#)
- [90] NIKOLAYEV, V. S. A dynamic film model of the pulsating heat pipe. *J. Heat Transfer* **133**(8) 081504 (2011). [20](#)
- [91] NIKOLAYEV, V. S. Oscillatory instability of the gas-liquid meniscus in a capillary under the imposed temperature difference. *Int. J. Heat Mass Transfer* **64** 313 – 321 (2013). [74](#), [75](#)
- [92] NIKOLAYEV, V. S. Effect of tube heat conduction on the single branch pulsating heat pipe start-up. *Int. J. of Heat and Mass Transfer* **95** 477 – 487 (2016). [34](#), [37](#)
- [93] NIKOLAYEV, V. S. Effect of tube heat conduction on the single branch pulsating heat pipe start-up. *Int. J. Heat Mass Transfer* **95** 477 – 487 (2016). [75](#)
- [94] PANTON, R. *Incompressible Flow*, 3rd ed. Wiley, New York, 1996. [72](#), [73](#)
- [95] PENG, H., PAI, P. F., & MA, H. Nonlinear thermomechanical finite-element modeling, analysis and characterization of multi-turn oscillating heat pipes. *Int. J. Heat Mass Transfer* **69** 424 – 437 (2014). [VII](#)
- [96] PETROV, J., & SEDEV, R. On the existence of a maximum speed of wetting. *Colloids and surfaces* **13** 313–322 (1985). [111](#)
- [97] PIOT, D. T. Improvements in steam generators, 1891. [11](#)
- [98] PORTE, C. Étude de micro-thermocouples pour la mesure rapide de température dans le caloduc oscillant cryogénique. Tech. rep., CEA-INAC, Services des Basses Températures, 2015. [13](#)
- [99] POTASH, M., & WAYNER, P. C. Evaporation from a two-dimensional extended meniscus. *Int. J. Heat Mass Transfer* **15**(10) 1851 – 1863 (1972). [106](#)
- [100] QU, W., & MA, T.-Z. Experimental investigation on flow and heat transfer of pulsating heat pipe. *J. of Eng. Thermophysics* **23**(5) 596–598 (2002). [7](#)
- [101] QUÉRÉ, D., RAPHAÉL, E., & OLLITRAULT, J.-Y. Rebounds in a capillary tube. *Langmuir* **15**(10) 3679 – 3682 (1999). [67](#), [70](#), [83](#)
- [102] RAJ, R., KUNKELMANN, C., STEPHAN, P., PLAWSKY, J., & KIM, J. Contact line behavior for a highly wetting fluid under superheated conditions. *Int. J. Heat Mass Transfer* **55**(9-10) 2664 – 2675 (2012). [106](#)

- [103] RAO, M. *Thermo-hydrodynamics of an extended meniscus as unit-cell approach of pulsating heat pipe*. PhD thesis, 2015. [7](#), [15](#)
- [104] RAO, M., LEFÈVRE, F., BONJOUR, J., & KHANDEKAR, S. Thermally induced two-phase oscillating flow in a capillary tube : theoretical and experimental investigations. In *Proc. 16th Int. Heat Pipe Conf.* (Lyon, France, May 20-24 2012), INSA Lyon. [15](#)
- [105] RAO, M., LEFÈVRE, F., KHANDEKAR, S., & BONJOUR, J. Understanding transport mechanism of a self-sustained thermally driven oscillating two-phase system in a capillary tube. *Int. J. Heat Mass Transfer* **65** 451 – 459 (2013). [v](#), [15](#), [16](#), [115](#)
- [106] RAO, M., LEFÈVRE, F., KHANDEKAR, S., & BONJOUR, J. Heat and mass transfer mechanisms of a self-sustained thermally driven oscillating liquid-vapour meniscus. *Int. J. Heat Mass Transfer* **86** 519 – 530 (2015). [v](#), [17](#), [18](#), [115](#)
- [107] RECKLIN, V., PATTAMATTA, A., & STEPHAN, P. Experimental investigation on the thermo-hydrodynamics of oscillatory meniscus in a capillary tube using FC-72 as working fluid. *Int. J. Multiphase Flow* **75** 82 – 87 (2015). [15](#)
- [108] REDON, C., BROCHARD-WYART, F., & RONDELEZ, F. Dynamics of dewetting. *Phys. Rev. Lett.* **66** 715 – 718 (1991). [103](#)
- [109] RITTIDECH, S., BOONYAEM, A., & TIPNET, P. Cpu cooling of desktop pc by closed-end oscillating heat-pipe (ceohp). *Am. J. of Applied Sci.* **2**(12) 1574–1577 (2005). [9](#)
- [110] SHAFII, M. B., FAGHRI, A., & ZHANG, Y. Thermal modeling of unlooped and looped pulsating heat pipes. *J. Heat Transfer* **123**(6) 1159 – 1172 (2001). [19](#)
- [111] SMITH, T. E., & BONNER, R. F. Refractive index-temperature data for anhydrous ethyl alcohol. *Analytical Chem.* **24**(3) 517–518 (1952). [61](#), [102](#)
- [112] SMYRNOV, G. Method of action of the plastic heat exchanger and its constructions, 27 February 2003. US Patent App. 10/228,245. [5](#)
- [113] SMYRNOV, G. Method of action of the pulsating heat pipe, its construction and the devices on its base, 27 February 2003. US Patent App. 10/228,018. [5](#)
- [114] SNOEIJER, J. H., & ANDREOTTI, B. Moving contact lines : Scales, regimes, and dynamical transitions. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **45**(1) 269 – 292 (2013). [103](#)
- [115] SNOEIJER, J. H., DELON, G., FERMIGIER, M., & ANDREOTTI, B. Avoided critical behavior in dynamically forced wetting. *Phys. Rev. Lett.* **96** 174504 (2006). [26](#), [58](#), [110](#), [111](#)
- [116] SNOEIJER, J. H., & EGGERS, J. Asymptotic analysis of the dewetting rim. *Phys. Rev. E* **82** 056314 (2010). [105](#), [106](#), [115](#)
- [117] SNOEIJER, J. H., ZIEGLER, J., ANDREOTTI, B., FERMIGIER, M., & EGGERS, J. Thick films of viscous fluid coating a plate withdrawn from a liquid reservoir. *Phys. Rev. Lett.* **100** 244502 (2008). [52](#), [58](#)
- [118] SRINIVASAN, V., MARTY-JOURJON, V., KHANDEKAR, S., LEFÈVRE, F., & BONJOUR, J. Evaporation of an isolated liquid plug moving inside a capillary tube. *Int. J. Heat Mass Transfer* **89** 176 – 185 (2015). [18](#), [92](#), [107](#)
- [119] VOINOV, O. Hydrodynamics of wetting. *Fluid Dyn.* **11**(5) 714 – 721 (1976). [105](#)

- 
- [120] WAYNER, P. C., KAO, Y. K., & LACROIX, L. V. The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film. *Int. J. Heat Mass Transfer* **19** 487 – 492 (1976). [106](#)
- [121] WENZEL, R. N. Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Ind. & Eng. Chem.* **28**(8) 988–994 (1936). [102](#)
- [122] WHITE, F. M., & CORFIELD, I. *Viscous fluid flow*, vol. 3. McGraw-Hill New York, 2006. [72](#)
- [123] WOMERSLEY, J. R. Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known. *J. Physiol.* **127**(3) 553 – 563 (1955). [72](#)
- [124] YANG, H., KHANDEKAR, S., & GROLL, M. Operational limit of closed loop pulsating heat pipes. *Appl. Therm. Eng.* **28**(1) 49 – 59 (2008). [10](#)
- [125] ZHANG, Y., & FAGHRI, A. Heat transfer in a pulsating heat pipe with open end. *Int. J. Heat Mass Transfer* **45**(4) 755 – 764 (2002). [13](#), [21](#), [115](#)
- [126] ZHANG, Y., & FAGHRI, A. Advances and unsolved issues in pulsating heat pipes. *Heat Transfer Eng.* **29**(1) 20 – 44 (2008). [10](#)
- [127] ZHENG, L., WANG, Y.-X., PLAWSKY, J. L., & JR., P. C. W. Accuracy of measurements of curvature and apparent contact angle in a constrained vapor bubble heat exchanger. *Int. J. of Heat and Mass Transfer* **45**(10) 2021 – 2030 (2002). [52](#)

# Annexe A.

## Diagramme des procédés de l'installation



## Annexe B.

### Propriétés thermophysiques de l'éthanol

Les données thermo-physiques sont issues de la base de données du NIST [1], ainsi que du *Handbook* de Lange [33]. Pour la plupart des applications numériques, la masse volumique, la viscosité dynamique et la tension de surface sont prises à 35 °C (table B.1).

$\rho$	777	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$\mu$	$0,9 \cdot 10^{-3}$	$\text{Pa} \cdot \text{s}^{-1}$
$\sigma$	$21,5 \cdot 10^{-3}$	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$

TABLE B.1. – Valeurs numériques des constantes utilisées.

Les variations de  $\rho$  et  $\mu$  en fonction de la température sont tracées sur les figures B.1 et B.2. La tension de vapeur saturante est tracée sur la figure B.3.

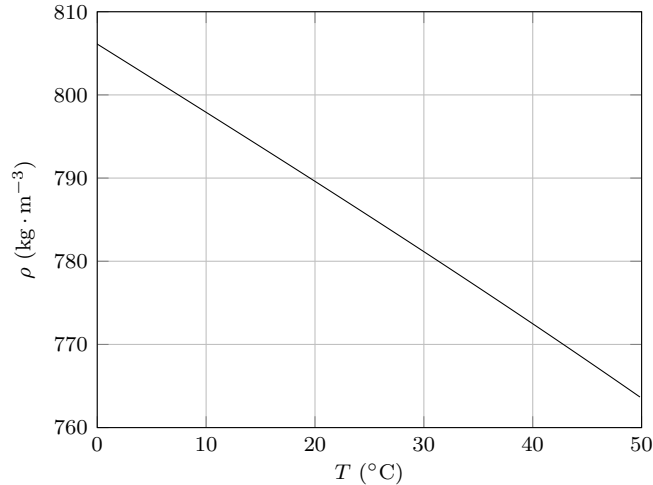


FIGURE B.1. – Masse volumique de l'éthanol pur en fonction de la température.

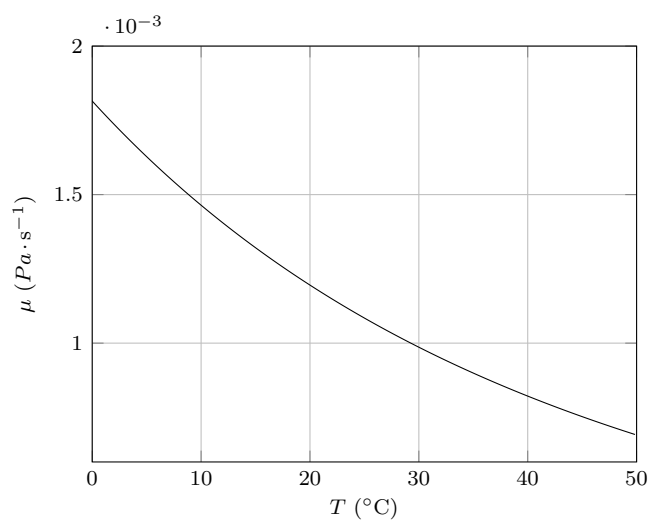


FIGURE B.2. – Viscosité dynamique de l'éthanol pur en fonction de la température.

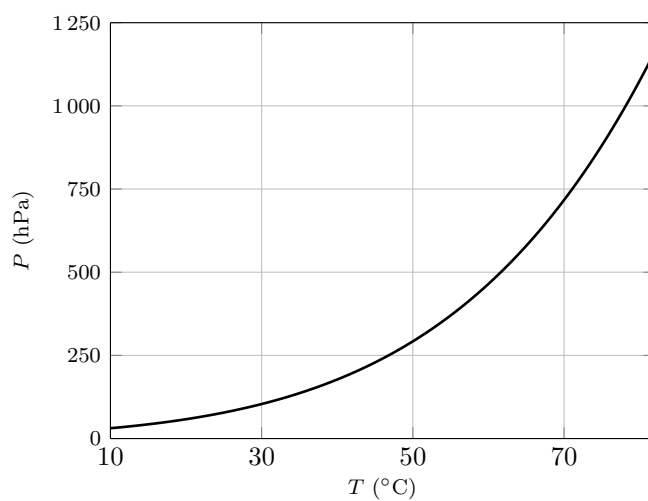


FIGURE B.3. – Tension de vapeur de l'éthanol pur.

# Annexe C.

## Liens vidéos

Chaque vidéo est accessible par un lien internet ou par un flashcode, disponibles ci-dessous.

### C.1. Bateau pop-pop



FIGURE C.1. – Bateaux pop-pop en mouvement. On reconnaît en particulier le bruit de « pop-pop » caractéristique. <http://iramis.cea.fr/Phoce/Video/index.php?id=40>.

### C.2. Régimes d'oscillation

Dans le régime d'oscillation chaotique, le ménisque n'apparaît pas de manière distincte, et le film est déchiré de toutes parts par l'explosion de bulles de vapeur. En oscillations régulières, le ménisque apparaît nettement, et le contour du film est régulier.



FIGURE C.2. – Oscillation chaotique à vitesse réelle, filmée à 280 images par seconde. <http://iramis.cea.fr/Phoce/Video/index.php?id=38>.



FIGURE C.3. – Oscillation chaotique au ralenti, filmée avec une caméra rapide. <http://iramis.cea.fr/Phoce/Video/index.php?id=37>.



FIGURE C.4. – Oscillation régulière symétrique, au ralenti. Les puissances de chauffe appliquées à chaque hublots sont identiques. On ne distingue qu'une seule ligne de contact : en réalité, deux films sont formés, un sur chaque hublot, mais ils sont complètement symétriques et tout se passe comme si un seul des films était visible. <http://iramis.cea.fr/Phoce/Video/index.php?id=39>.



FIGURE C.5. – Oscillation régulière dissymétrique, au ralenti. Ici, les puissances de chauffe sont appliquées de manière dissymétrique. Le hublot côté lumière est chauffé plus fort (60 W) que celui côté caméra (4 W). Le film sur le hublot côté lumière est évaporé beaucoup plus rapidement. On le voit disparaître dans les premiers instants, laissant le champ libre à l'observation du second film, qui récesse à son tour. <http://iramis.cea.fr/Phoce/Video/index.php?id=41>.



## Annexe D.

# Détermination de l'indice de la transformation et influence sur la pulsation

### D.1. Objectif

La prédiction de la fréquence d'oscillation du système est basée sur l'hypothèse que les fluctuations de pression et de position sont proportionnelles l'une à l'autre, et découlent d'une compression isentropique de la bulle de vapeur. Cette hypothèse est fautive. D'une part, le signal de pression n'est pas sinusoïdal, alors que le signal de position l'est (voir figure D.1), et d'autre part, les fluctuations de pression et de position ne sont pas en phase l'une avec l'autre. La fréquence théorique calculée sous cette hypothèse (cf. section 4.5.3) permet d'approcher la fréquence réellement mesurée, mais l'écart entre les deux reste important ( $\simeq 30\%$ ). On peut remettre en cause cette relation entre  $\Delta P$  et  $Y$ , et incriminer le choix de la transformation isentropique.

Dans ce paragraphe, l'analyse des signaux expérimentaux nous permettra d'établir la relation entre les fluctuations de pression et les fluctuations de position. Nous proposons une nouvelle estimation de la fréquence de résonance du système sur la base de cette relation *ad hoc*.

### D.2. Constatations expérimentales

Traçons la variation de la taille de la bulle de vapeur,  $Y_b = L - Y$ , en fonction de la pression dans la bulle  $P_v$  (figure D.1).

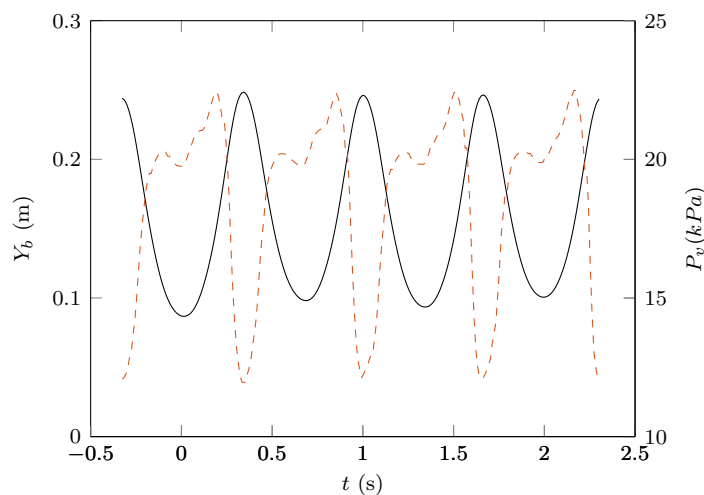


FIGURE D.1. – Évolutions simultanées de la taille de la bulle de vapeur  $Y_b$  (trait plein noir) et  $P_v$  (pointillés).

On constate que le signal de pression n'est pas sinusoïdal (présence d'un second pic de pression). Traçons à présent la relation entre les logarithmes de la pression de vapeur et de la longueur de la bulle. Sur la figure D.2, le cycle réel de la transformation est représenté en caractères bleus.

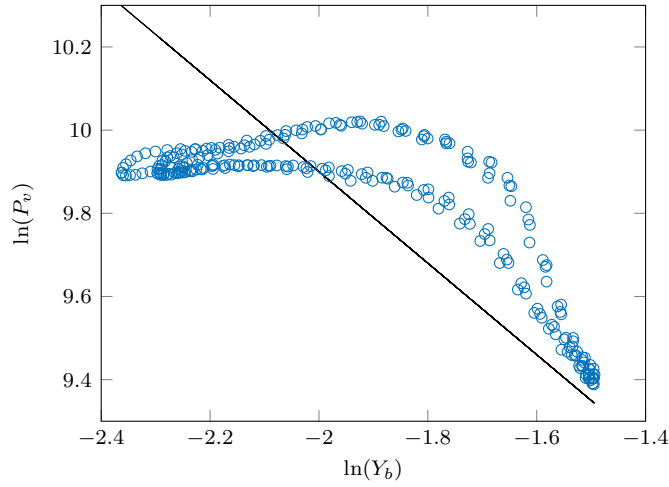


FIGURE D.2. – Relation entre  $\ln(P_v)$  et  $\ln(Y_b)$ . La droite de pente  $-\gamma$  est obtenue lorsque la loi de Laplace est vérifiée. La transformation réelle forme un cycle.

Certaines approches théoriques [95] supposent que la loi de Laplace est vérifiée dans la bulle de vapeur. Dans ce cas, on a :  $\ln(P_v) = -\gamma \ln(Y_b)$ , à une constante près. Sur la figure D.2, une telle relation entre  $P_v$  et  $Y_b$  est représentée en noir. En comparaison, le tracé réel de la transformation (en bleu) confirme que cette hypothèse n'est pas viable.

Dans la suite, on utilise les variables adimensionnées  $P_v^* = \frac{\delta P_v}{P_v}$  et  $Y_b^* = \frac{\delta Y_b}{Y_b}$ .

### D.3. Utilisation des harmoniques fondamentales

La relation pression-position est donc bien non-linéaire. Cependant, au chapitre 4, pour obtenir une prédiction de la pulsation, l'équation de mouvement a été linéarisée. Dans la continuité, on peut envisager de linéariser les deux signaux  $P_v^*$  et  $Y_b^*$ , qui sont des sommes de sinusoïdes, en les réduisant à leurs fondamentales respectives, et chercher le rapport de proportionnalité et le déphasage entre les deux. Sur le tracé des valeurs absolues des transformées de Fourier en fonction de la fréquence, figure D.3, on constate que les fondamentales sont nettement distinctes des autres fréquences présentes dans le spectre. Leur identification est simple. On rappelle que les transformées de Fourier sont repérées avec la notation  $\tilde{P}_v$  et  $\tilde{Y}_b$ .

Le coefficient de proportionnalité entre  $P_{v1}^*$  et  $Y_{b1}^*$  est déterminé par :

$$k = \frac{\tilde{P}_{v1}^*}{\tilde{Y}_{b1}^*} \quad (\text{D.1})$$

$k$  est un nombre complexe dont l'argument nous informe sur le déphasage  $\phi$  des deux signaux. Dans notre cas, une application numérique donne un déphasage  $\phi \simeq 20^\circ$  et  $k = -0,4 + 0,14i$ . On note que  $\Re(k)$  est la pente de l'axe principal de l'ellipse de la figure D.5.

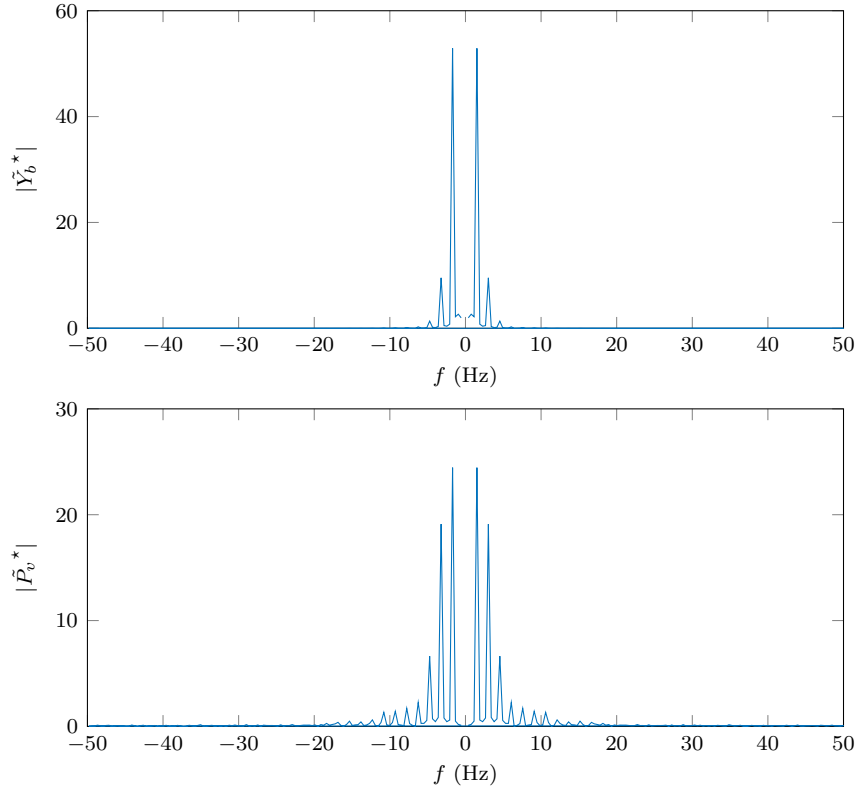
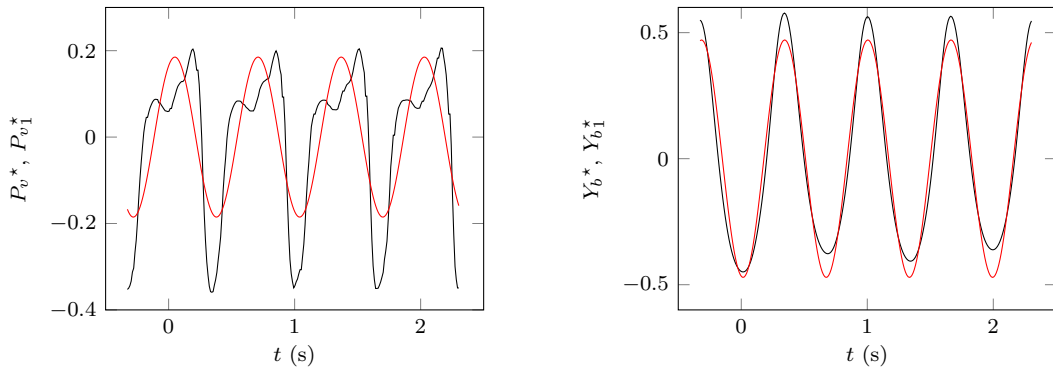
FIGURE D.3. – Valeurs absolues de  $\tilde{P}_v$  et  $\tilde{Y}_b$ .(a)  $P_v^*$  réel (noir) et  $P_{v1}^*$  première harmonique (rouge).(b)  $Y_b^*$  réel (noir) et  $Y_{b1}^*$  première harmonique (rouge).

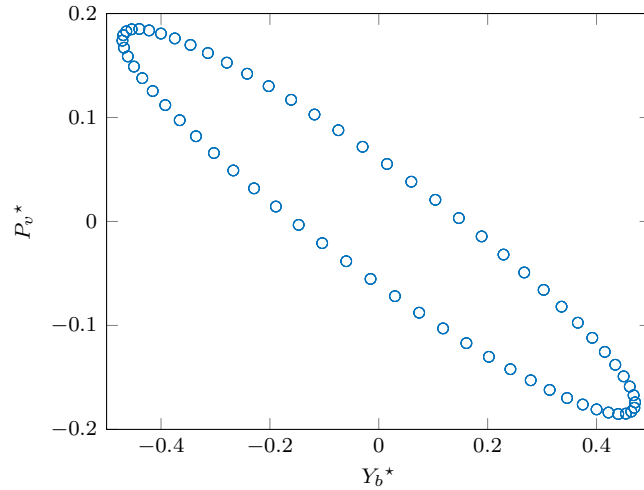
FIGURE D.4. – Superposition de la fondamentale sur le signal réel.

## D.4. Équation de mouvement

On rappelle l'équation du mouvement d'oscillation du ménisque, cf. équation 4.34 :

$$m\ddot{Y} = mg - \frac{\mu p \bar{Y}}{e} \dot{Y} + S\Delta P \quad (\text{D.2})$$

avec  $Y$  la position du ménisque,  $m$  la masse de liquide en mouvement ( $m = \rho SY$ ),  $\mu$  la viscosité dynamique,  $p$  le périmètre mouillé ( $p \simeq 2l$ ),  $S$  la section du canal ( $S = el$ ) et  $\Delta P$  la différence de pression entre le réservoir et la bulle de vapeur. Comme au chapitre 4 et dans ce qui précède, on

FIGURE D.5. – Diagramme de Clapeyron des fondamentales de  $P_v^*$  et  $Y_b^*$ .

suppose que la différence de pression et la position du ménisque sont proportionnels :  $\Delta P = kY$  avec  $k \in \mathbb{C}$ . Les termes non-linéaires sont linéarisés en utilisant la position moyenne du ménisque  $\bar{Y}$ . L'équation (D.2) s'écrit :

$$\delta\ddot{Y} + T\delta\dot{Y} + K\delta Y = 0, \quad (\text{D.3})$$

en posant  $T = \frac{2\mu}{\rho e^2}$  et  $K = \frac{g}{\bar{Y}} + \frac{k}{\rho\bar{Y}}$ .

## D.5. Évaluation de la pulsation

On cherche une solution oscillante à l'équation (D.3), sous la forme  $\delta Y = \delta Y_0 e^{i\omega t}$ , avec  $\omega$  réel et positif. On a :

$$\omega^2 - i\omega T - K = 0 \quad (\text{D.4})$$

avec  $(T, K) \in \mathbb{C}$ , tels que :  $T = \Re(T) + i\Im(T)$  et  $K = \Re(K) + i\Im(K)$ . Comme  $\omega$  est réel et positif :

$$\omega^2 - i\omega\Re(T) - \Re(K) = 0 \quad (\text{D.5})$$

$$i\omega\Im(T) - i\Im(K) = 0 \quad (\text{D.6})$$

Si on prend en compte la nature oscillante de l'écoulement dans l'estimation des frottements, la résolution analytique est compliquée, car  $T$  est une fonction complexe de  $\omega$ . Dans le cas où l'écoulement est modélisé par un profil de Poiseuille,  $T = \frac{2\mu}{\rho e^2}$  et  $\Im(T) = 0$ . La pulsation s'écrit, d'après (D.4) :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\Re(k)}{\rho\bar{Y}} + \frac{g}{\bar{Y}}} \quad (\text{D.7})$$

La pulsation propre de l'oscillation est déterminée par la raideur effective de la bulle, déterminée par  $\Re(k)$  et l'inertie du liquide en mouvement. La dissipation visqueuse est ici compensée par la partie des fluctuations de pression qui n'est pas en phase avec les fluctuations de position (qui

correspondent au terme  $\Im(K)Y$  de l'équation (D.4)). L'oscillation est donc auto-entretenu. Si on utilise la mesure de  $\Re(k)$  effectuée au paragraphe D.3, la prédiction de la fréquence de résonance est  $f_0 = \omega_0/2\pi = 1,44$  Hz. La fréquence mesurée est de 1,5 Hz. L'accord entre ces deux valeurs est donc satisfaisant.

La première harmonique de chaque signal s'exprime :

$$Y_{b1}^* = A_1 \cos(\omega_1 t) \quad (\text{D.8})$$

Dans cette base de temps,

$$P_{v1}^* = B_1 \cos(\omega_1 t + \phi) \quad (\text{D.9})$$

$$= B_1 \cos(\omega_1 t) \cos \phi - B_1 \sin(\omega_1 t) \sin \phi \quad (\text{D.10})$$

où  $\phi$  est le déphasage entre les deux signaux. Le signal de pression se décompose donc en un terme  $B_1 \cos(\omega_1 t) \cos \phi$ , en phase avec la vitesse de l'interface  $Y_{b1}^*$ , qui est associé à la force motrice qui compense la friction. Le second terme,  $B_1 \sin(\omega_1 t) \sin \phi$ , en quart de phase avec  $Y_{b1}^*$ , est associé à une force de rappel et participe à la sélection de la fréquence d'oscillation.

La transformation thermodynamique réelle de la vapeur n'est pas isentropique. La prise en compte de la transformation réelle améliore la prédiction de la pulsation. Sa nature exacte reste inconnue dans le détail. Il semble cependant évident que les changements de phase soient en partie à l'origine de cette faible raideur. Lorsque la bulle grandit, les films déposés sur les parois de l'évaporateur induisent une forte évaporation. Lorsque la taille de la bulle est maximale, le déficit de pression lié à la détente est partiellement comblé par cet apport de vapeur. À l'inverse, la remontée du ménisque s'accompagne de condensation de la vapeur. D'autre part, ces phénomènes d'évaporation sont complexes, et à l'origine d'aspects non-linéaires, non pris en compte ici.

# Annexe E.

## Programme de traitement d'images

```
clear all
close all
clc

%% Paramètres - Constantes
% Général
BWlevel = 105 ;      % Seuil de séparation noir-blanc
miniSize = 150 ;    % Taille minimum pour qu'une forme soit détectée
miniSizeLT = 100 ;
picNumber = 170 ;   % Numéro de l'image traitée
yrect1 = 115 ;      % Abscisse séparant les parties gauche et droite de l'image
rect = [45 74 200-45 518-74] ; % Cadre de recadrage de l'image
% Optiques
nSaph = 1.78 ;      % Indice optique du saphir
nEtOH = 1.355 ;     % Indice optique de l'éthanol liquide
d = 0.05 ;          % Distance grille-cellule (m)
e = 2e-3 ;          % Epaisseur du canal (m)
gamma = 1.4e-4 ;    % Conversion px/mm : 1 px = 0.15 mm
d0 = 0 ;            % Epaisseur centrale, remplacée ultérieurement par la valeur donnée
                    % par l'interférométrie
% Esthétique graphes
set(0, 'DefaultAxesFontname', 'Calibri')

%% Chargement et préparation de l'image de référence
reference = 'REF.bmp' ; % Chargement de l'image sans film (cellule vide).
ref1 = imcrop((~im2bw(imread(reference), BWlevel/255)), rect) ; % Découpage de l'image
                    % et conversion N/B.
[Iref, Lref] = bwboundaries(ref1, 8, 'noholes') ; % Détection de contours.
% Iref : tableaux de cellules contenant chacune les coordonnées cartésiennes de chaque
% contour.
% Lref : tableaux de cellules contenant chacune les propriétés de chaque contour.
propref = regionprops(Lref, 'all') ; % Extraction des propriétés de chaque contour dé
% tecté.
ExtrmtRef = [propref.Extrema] ;
SizeRef = [propref.Area] ;
EccentRef = [propref.Eccentricity] ;
Ref2 = find(SizeRef>300 & EccentRef>0.9) ; % Détection des fils, suppression des
% petites formes parasites sur l'image.
figure(1)
imshow(ref1)
xlabel('x (pixel)')
```

```

ylabel('y (pixel)')
hold on
for i = 1:length(Ref2)
    contourCoord = Iref{Ref2(i)} ; % Coordonnées du contours de chaque fil.
    line(contourCoord(:,2), contourCoord(:,1), 'color', 'r', 'LineWidth', 2, 'LineStyle', ':')
end
% Tracés des axes de comparaison
hold on
[P1, Msup, beta1] = axesInf(0:1:160, Iref, ExtrmtRef, Ref2, 'g'); % Fonction de tracé
    des contours de fils détectés.
hold on
[P2, Minf, beta2] = axesSup(0:1:160, Iref, ExtrmtRef, Ref2, 'r');
% Inclinaison des fils
beta = deg2rad((mean(beta1(:))+ mean(beta2(:)))/2) ;

%% Image à analyser et sélection de la région
analysee = strcat('28-0', num2str(picNumber), '_retouche.bmp') ; % Chargement de l'image
    à traiter.
anall = imcrop((~im2bw(imread(analysee), BWlevel/255)), rect) ; % Recadrage et
    conversion N/B.
figure(2)
imshow(anall)
xrect1 = 74 ;
xrect2 = 76 ;
yrect2 = 446 ;
% On trace la droite verticale noire au centre de l'image, qui délimite les 3 zones
    distinctes du bourrelet (gauche et droite).
anall(yrect1:yrect2,xrect1:xrect2)= 0 ;
figure(3)
imshow(anall) ; xlabel('x (pixel)') ; ylabel('y (pixel)') ;

%% Détection de tous les contours
[I1, L1] = bwboundaries(anall, 8, 'noholes') ;
% I1 : tableau de cellules contenant chacune les coordonnées cartésiennes d'un contour.
for i = 1:length(I1)
    contourCoord = I1{i} ;
    line(contourCoord(:,2), contourCoord(:,1), 'color', 'g', 'LineWidth', 2, 'LineStyle', ':')
    )
end
prop = regionprops(L1, 'all') ;
    Extrm = [prop.Extrema] ;
    SizeDef = [prop.Area] ;
    Barycenters = [prop.Centroid] ;
    n1 = length(Barycenters) ;
    xBarycenters = Barycenters(1:2:n1) ; % Récupère l'abscisse du centre de gravité.
    yBarycenters = Barycenters(2:2:n1) ; % Récupère l'ordonnée du centre de gravité.

%% Sélection des contours du film
Segmt = find(SizeDef>miniSize) ; % Vecteur contenant la position dans I1 des formes
    plus grandes que miniSize (supprime notamment les gouttes).
% Sélection des formes à des zones déformées.

```

```

% Objectif : sélectionner uniquement les contours déformés à analyser, et écarter les
portions de fils non déformées.
% Critère : si les détections touchent les bords de l'image, alors ce n'est pas une dé
formée recherchée (il s'agit d'une portion non déformée des fils).
sizePic = size(anall) ; % Largeur et longueur de l'image.
for i = 1:numel(Segmt)
    contourCoord = I1{Segmt(i)} ;
    if all(contourCoord(:,1)-1)==0 || all(contourCoord(:,1)-sizePic(1))==0 || all(
        contourCoord(:,1)-sizePic(1)+1)==0
        Segmt(i) = 0;
    elseif all(contourCoord(:,2)-1)==0 || all(contourCoord(:,2)-sizePic(2))==0 || all(
        contourCoord(:,2)-sizePic(2)+1)==0
        Segmt(i) = 0;
    end
end
Segmt(Segmt==0) = [] ; % Vecteur contenant les numéros des déformées à étudier.
figure(3)
hold on
for i = 1:length(Segmt)
    contourCoord = I1{Segmt(i)} ;
    plot(contourCoord(:,2),contourCoord(:,1),'b')
end
xBarycenters = xBarycenters(Segmt) ;
yBarycenters = yBarycenters(Segmt) ;

%% Inclinaisons des parties droite et gauche de la ligne triple
figure(2)
[pg, pd, angleg, angled] = inclin(analysee, rect, miniSizeLT, BWlevel) ; % (angles en
degrés)

%% Récupération des ordonnées
% Coordonnées des points caractéristiques de la forme
x1 = Extrm(8, 2*Segmt(:)-1) + 0.5 ; % leftTop
y1 = Extrm(8, 2*Segmt(:)) + 0.5 ;
x2 = Extrm(4, 2*Segmt(:)-1) - 0.5 ; % rightBottom
y2 = Extrm(4, 2*Segmt(:)) - 0.5 ;
x3 = Extrm(7, 2*Segmt(:)-1) + 0.5 ; % leftBottom
y3 = Extrm(7, 2*Segmt(:)) - 0.5 ;
x4 = Extrm(5, 2*Segmt(:)-1) - 0.5 ; % bottomRight
y4 = Extrm(5, 2*Segmt(:)) - 0.5 ;
x5 = Extrm(1, 2*Segmt(:)-1) + 0.5 ; % topLeft
y5 = Extrm(1, 2*Segmt(:)) + 0.5 ;
x6 = Extrm(3, 2*Segmt(:)-1) - 0.5 ; % rightTop
y6 = Extrm(3, 2*Segmt(:)) + 0.5 ;
x7 = Extrm(6, 2*Segmt(:)-1) + 0.5 ; % bottomLeft
y7 = Extrm(6, 2*Segmt(:)) - 0.5 ;
% thetaInf / thetaSup est un vecteur contenant les valeurs des angles gauche et droit
que fait la ligne triple avec l'horizontale pour la partie inférieure / supérieure
du contour considéré.
% CoordInf / CoordSup sont des tableaux de cellules. Chaque cellule contient la matrice
des abscisses/ordonnées de chaque contour.
[coordInf, thetaInf]= recupContInf(Segmt, I1, xBarycenters, yBarycenters, xrect1,
yrect1, xrect2, x1, y1, x2, y2, x3, y3, x4, y4, x5, y5, angleg, angled);

```



```

figure(3)
for i = 1:numel(coordInf)
    line(coordInf{i}(:,1), coordInf{i}(:,2), 'color', 'g', 'LineWidth', 2.5, 'LineStyle', ':')
    text(coordInf{i}(1,1), coordInf{i}(1,2), 0, num2str(i), 'BackgroundColor', [.7 .9 .7])
end
[coordSup, thetaSup]= recupContSup(Segmt, I1, xBarycenters, yBarycenters, xrect1, yrect1, xrect2, x1, y1, x6, y6, x7, y7, x5, y5, angleg, angled);
figure(3)
for i = 1:numel(coordSup)
    line((coordSup{i}(:,1)), (coordSup{i}(:,2)), 'color', 'r', 'LineWidth', 2.5, 'LineStyle', ':')
    text(coordSup{i}(1,1), coordSup{i}(20,2), 0, num2str(i+i), 'BackgroundColor', [.9 .7 .7])
end
theta = [thetaInf thetaSup]'; % Vecteur colonne contenant la valeur de Theta pour chaque contour.
coordonates = [coordInf coordSup]'; % Tableau de cellule contenant toutes les coordonnées de chaque contour.

%% Attribution de chaque déformée à un axe
collectAxeInf = findAxe( coordInf, P1, Ref2 ) ;
collectAxeSup = findAxe( coordSup, P2, Ref2 ) ;
collectAxe = [collectAxeInf collectAxeSup]'; % Vecteur contenant le numéro du fil de référence correspondant à chaque contour.
% Les variables collectAxeInf / Sup ont la même taille.
% Les N/2 premières cellules contiennent donc les données pour les contours inférieurs, et les N/2 dernières cellules contiennent les données pour les contours supérieurs
.

%% Vecteur de comparaison des ordonnées
legende = cell([1 length(Segmt)]);
matrix = [] ;
matmX = cell([numel(coordonates) 1]) ;
matmY = cell([numel(coordonates) 1]) ;
matDelta = cell([numel(coordonates) 1]) ;
for ind =1:numel(coordonates)
    % Initialisations
    Xdeform = coordnates{ind}(:,1) ; % Vecteur des abscisses de la déformée considérée
    .
    Ydeform = coordnates{ind}(:,2) ; % Vecteur des ordonnées de la déformée considérée
    .
    B = [Xdeform Ydeform] ; % Vecteur des coordonnées X et Y de la déformée
    if theta(ind)~=0 % Pour les déformées supérieures, on n'utilise pas l'algorithme de suppression des doublons.
        N = length(Xdeform) ; % Nombre de points dans le contour considéré.
        C=zeros(N,2) ;
        for i = 2:N % Algorithme de suppression des doublons en sélectionnant le Y le plus grand (donc le dY le plus grand)
            if (B(i,1)==B(i-1,1))
                if (B(i,2)>B(i-1,2))
                    C(i,:) = B(i,:) ;
                end
            end
        end
    end
end

```

```

        C(i-1,:) = [] ;
        else C(i,:) = B(i-1,:) ;
        end
    else C(i,:) = B(i,:) ;
    end
end
D = unique(C, 'rows') ; % Elimine les lignes identiques.
D((D(:,1)==0),:)=[] ; % Elimine les éléments nuls.
X = D(:,1) ;
Y = D(:,2) ;
else
    X = B(:,1) ;
    Y = B(:,2) ;
end
N = length(X) ;
figure(3)
plot(X, Y, '.-b')
% Détermination des dY (différence entre le point objet et le point image)
dY = zeros(N,1) ; % Vecteur colonne des dY (même notation que le document papier).
if ind <= length(collectAxe)/2 % Axes inférieurs
    vect = zeros(N,1) ;
    MsupTemp = Msup{collectAxe(ind)} ; % On charge les coordonnées de l'axe de
        comparaison dans cette matrice .
    for ix = 1:N
        % Il faut rechercher les abscisses de l'axe de référence qui correspondent
            aux abscisses du contour que l'on souhaite comparer.
        vect(ix) = find(MsupTemp(:,2)==X(ix), 1, 'last');
        % On trouve l'ordonnée du fil de référence correspondant à l'abscisse du
            fil de référence que l'on veut comparer.
        % On choisit toujours l'ordonnée la plus à l'extérieur du fil(option 'last
            '), car pour une même abscisse, on peut avoir plusieurs ordonnées
            correspondantes.
    end
    dY(1:end) = MsupTemp(vect(:)) - Y(1:end);
else MinfTemp = Minf{collectAxe(ind)} ; % Axes supérieurs
    vect = zeros(N,1) ;
    for ix2 = 1:N
        vect(ix2) = find(MinfTemp(:,2)==X(ix2), 1, 'first');
        % On choisit toujours l'ordonnée la plus à l'extérieur du fil (option '
            first').
    end
    dY(1:end) = MinfTemp(vect(:)) - Y(1:end);
end
figure(3)
for ixo = 1:N
    plot([X(ixo) X(ixo)], [Y(ixo) Y(ixo)+dY(ixo)], 'm')
end

% Détermination des dL
dL = zeros(N, 1) ; % Vecteur colonne (N lignes, 1 colonne) des dL ( cf. dL du
    document papier).
for ixa = 1:N % Cos(beta) change selon la localisation du bourrelet.
    if abs(theta(ind)-deg2rad(angleg)) < 0.001 % Côté gauche

```

```

        dL = cos(beta)./(cos(beta-theta(ind))).*gamma.*dY ; % en m
    elseif abs(theta(ind)-deg2rad(angled)) < 0.001 % Côté droit
        % Seul l'angle beta change
        dL = cos(beta)./(cos(beta+theta(ind))).*gamma.*dY ; % en m
    elseif theta(ind) == 0 % Côté supérieur
        dL = gamma.*dY ; % en m
    end
end
mX = gamma*X ; % Conversion en m
mY = gamma*Y ; % Conversion en m

% Détermination de l'angle de contact \alpha
alphanrad = zeros(length(N),1) ; % en radians
alphadeg = zeros(length(N),1) ; % en degrés
for ind8 = 1:N
    [alphanrad(ind8), fval] = fsolve(@(a) (defractFun(dL(ind8), a, d, e, nEtOH, nSaph)),
        0); % Valeur initialisation à 0 radian.
    alphadeg(ind8) = rad2deg(alphanrad(ind8)) ;
end

% Détermination des li (abscisses dans OL des points de la déformée)
l = zeros(N, 1) ; % Vecteur colonne (N lignes, 1 colonne) des abscisses li
for ixa = 1:length(X) % le point de référence change selon la localisation du
    bourrelet
    % Seul le point F de comparaison change : à gauche c'est le premier point du
    vecteur, à droite c'est le dernier, au-dessus c'est le dernier.
    if abs(theta(ind)-deg2rad(angleg)) < 0.001 % Côté gauche
        l(ixa,1) = gamma.*((Y(ixa)-Y(1)).*cos(theta(ind)) + (X(ixa)-X(1)).*sin(theta(
            ind))) ; % en m
    elseif abs(theta(ind)-deg2rad(angled)) < 0.001 % Côté droit
        l(ixa,1) = gamma.*((Y(ixa)-Y(N)).*cos(theta(ind)) - (X(ixa)-X(N)).*sin(theta(
            ind))) ; % en m
    elseif theta(ind) == 0 % Côté sup
        l(ixa,1) = gamma.*(Y(ixa)-Y(N));
    end
end

% Détermination de l'épaisseur \delta par intégration discrète
delta = zeros(N,1) ; % Vecteur des épaisseurs correspondant à chaque point du
contour.
delta(N) = d0 ;
for ind8 = 0:N-2
    if (abs(theta(ind)-deg2rad(angleg)) < 0.001 ) % Côté gauche
        delta(N-1-ind8) = (l(N-1-ind8)-l(N-ind8)).*(1/2).*(tan(alphanrad(N-ind8))+tan
            (alphanrad(N-1-ind8))) + delta(N-ind8) ;
    elseif (theta(ind) == 0) % Côté supérieur
        delta(ind8+2) = (l(ind8+2)-l(ind8+1)).*(1/2).*(tan(alphanrad(ind8+1))+tan(
            alphanrad(ind8+2))) + delta(ind8+1) ;
    elseif abs(theta(ind)-deg2rad(angled)) < 0.001 % côté droit
        delta(ind8+2) = (l(ind8+2)-l(ind8+1)).*(1/2).*(tan(alphanrad(ind8+1))+tan(
            alphanrad(ind8+2))) + delta(ind8+1) ;
    end
end
end

```

```

if theta(ind)~=0 % Sépare l'affichage des latéraux et du supérieur.
    figure(71)
    plot(100*mX, 1e6*delta,'--.')
else figure(72)
    plot(100*mY, 1e6*delta,'--.')
end
hold all

% Chargement des données dans la matrice résultat.
matrix = [matrix ; mX delta mY] ;
% Construction des tableaux de cellules contenant les données X,Y,delta pour chaque
contour.
matmX{ind} = mX ;
matmY{ind} = mY ;
matDelta{ind} = delta ;

legende{ind} = (strcat('fil ', num2str(ind))) ;
end

% Amélioration des figures
figure(71) ; legend(legende{:}, 'Location', 'WestOutside') ; xlabel('x (cm)') ; ylabel(
'Delta (\mu m)') ; title('Brins latéraux')
figure(72) ; legend(legende{:}, 'Location', 'WestOutside') ; xlabel('y (cm)') ; ylabel(
'Delta (\mu m)') ; title('Brins supérieurs')
figure(3)
hold on
[P1, Msup, beta1] = axesInf(0:1:160, Iref, ExtrmtRef, Ref2, 'g');
hold on
[P2, Minf, beta2] = axesSup(0:1:160, Iref, ExtrmtRef, Ref2, 'r');

%% Moyenne des deux contours (sup et inf)
deltaRecalc = cell([numel(coordinates) 1]) ;
for i = 1:length(Segmt) % Couplage deux à deux des contours (haut et bas rassemblés)
    .
    % Interpolation linéaire des contours
    if theta(i) ~= 0 % Cas des bourrelets latéraux
        [deltaRecalc{i}, deltaRecalc{i+length(Segmt)}] = moyDelta(matmX, matDelta, i,
            Segmt, 0) ;
    else % Cas du bourrelet supérieur
        [deltaRecalc{i}, deltaRecalc{i+length(Segmt)}] = moyDelta(matmY, matDelta, i,
            Segmt, 0) ;
    end
end
end
moymatrix = [] ;
for i = 1:length(coordinates)
    moymatrix = [moymatrix ; matmX{i} deltaRecalc{i} matmY{i}] ;
end

%% Tracé final 3D incluant l'épaisseur centrale donnée par interférométrie
reconst3D(moymatrix) % Fonction de reconstruction

```



# Postface

« Mais alors pourquoi ne pas faire quelque chose pour retarder le progrès scientifique ? »

- Cela me plairait beaucoup, dit Mark Gable, mais comment m'y prendre ?

- Eh bien, dis-je, je crois que ce ne serait pas très difficile. Ce serait même très facile en fait. Vous pourriez créer une Fondation, dotée de trente millions de dollars par an. Les chercheurs impécunieux pourraient demander une subvention, à condition que leurs arguments soient convaincants. Organisez dix comités, composés chacun de douze savants, et donnez-leur pour tâche de transmettre ces demandes. Enlevez à leurs laboratoires les savants les plus actifs et nommez-les membres de ces comités. Prenez les plus grands savants du moment et faites-en des présidents aux honoraires de cinquante mille dollars à attribuer aux meilleures publications scientifiques de l'année. C'est à peu près tout ce que vous aurez à faire. Vos avocats pourront facilement préparer une Charte de la Fondation. Tous les projets de lois pour la Fondation Scientifique Nationale présentés au 79<sup>ème</sup> et au 80<sup>ème</sup> Congrès pourraient parfaitement servir de modèles.

- Il me semble que vous devriez expliquer à M. Gable comment cette fondation retarderait le progrès de la science », fit un jeune homme portant lunettes assis à l'autre bout de la table, et dont je n'avais pas saisi le nom quand on me l'avait présenté.

« Cela me paraît évident, dis-je. D'abord les meilleurs savants seraient enlevés à leurs laboratoires, et passeraient leur temps dans les comités à transmettre les demandes de subvention. Ensuite, les travailleurs scientifiques impécunieux s'appliqueraient à résoudre des problèmes fructueux qui leur permettraient presque certainement à des résultats publiables. Il est possible que la production scientifique s'accroisse énormément pendant quelques années. Mais en ne recherchant que l'évident, la science serait bientôt tarie. Elle deviendrait quelque chose comme un jeu de société. Certains sujets seraient considérés comme intéressants, d'autres non. Il y aurait des modes. Ceux qui suivraient la mode recevraient des subventions, les autres, non. Et, ils apprendraient tous bien vite à suivre la mode. »

Léo Szilard, *La Voix des Dauphins*, 1962



## Analyse de la dynamique du film liquide dans un caloduc oscillant

Nous étudions expérimentalement le comportement d'un film liquide, dit de Landau-Levich, lorsqu'il s'évapore dans une atmosphère constituée uniquement de sa vapeur.

Le film est déposé par un ménisque reculant à l'intérieur d'un capillaire, sous conditions de mouillage parfait. Il est soumis uniquement à un flux de chaleur, qui engendre son évaporation. L'observation de son comportement dynamique révèle qu'il reste presque plat au cours de sa durée de vie (pente inférieure à  $0,1^\circ$ ), et son amincissement est régi uniquement par l'évaporation. D'autre part, sous l'effet du chauffage, le film se rétracte progressivement. Dès le début de l'évaporation, un bourrelet est formé sur le pourtour du film, près de la ligne triple. L'apparition de ce bourrelet est caractéristique d'un démouillage visqueux sous conditions de non-mouillage. Ce comportement est surprenant, dans la mesure où nous avons choisi un fluide mouillant parfaitement la paroi en conditions isothermes : à l'échelle nanométrique, au plus près de la ligne triple, l'angle de contact entre le liquide et la paroi est donc très faible. Nous mesurons cependant un grand angle apparent (c'est-à-dire visible à l'échelle millimétrique), qui augmente avec la surchauffe de paroi. Dès l'augmentation de cet angle, le bourrelet de démouillage se forme, et le film se rétracte. Ce phénomène est une conséquence de l'évaporation au voisinage microscopique de la ligne de contact. Nos résultats expérimentaux sont en accord quantitatif avec la théorie développée auparavant par d'autres chercheurs. Notre analyse, qui montre également l'impact de la vitesse de la ligne triple sur l'angle apparent, est générale. Elle s'applique à toute situation d'évaporation impliquant une ligne triple, comme l'évaporation de films, mais aussi comme l'ébullition. Nous montrons notamment comment estimer avec bonne précision la vitesse du recul de la ligne triple d'un film liquide lorsque ce recul est provoqué par l'évaporation.

La dynamique de ce type de film est un paramètre-clef qui gouverne le fonctionnement des caloducs oscillants (en anglais *PHP - Pulsating Heat Pipes*). Les PHP sont des liens thermiques de forte conductance. Les recherches récentes leur attribuent un pouvoir de refroidissement très élevé, ce qui les rend particulièrement convoités par l'industrie. Leur géométrie est simple : il s'agit d'un tube capillaire enroulé en plusieurs branches entre une partie froide (condenseur) et une partie chaude (évaporateur). Le tube est rempli d'un fluide pur diphasique, c'est-à-dire présent sous la forme d'une succession de bulles de vapeur et de bouchons de liquide. Lorsque la différence de température entre l'évaporateur et le condenseur dépasse un certain seuil, les bulles et bouchons commencent à osciller dans le tube, entre les deux parties, ce qui permet au PHP de transférer la chaleur. Lors de l'oscillation d'une interface liquide-vapeur, un film liquide est déposé sur les parois du capillaire. À partir de nos conclusions, connaissant la surchauffe du capillaire par rapport à la température de saturation, il est possible d'estimer l'épaisseur du film, la vitesse de sa ligne de contact et, par voie de conséquence, sa longueur et le profil de son bourrelet de démouillage. De cette façon, il est possible de connaître avec une meilleure précision le taux d'évaporation-condensation à l'intérieur d'un PHP, et ainsi, d'en obtenir une modélisation plus réaliste.

Notre installation expérimentale représente un PHP dans sa configuration la plus simple, à branche unique. Une interface liquide-vapeur oscille dans un tube de section rectangulaire, et dépose un film liquide à chaque passage. En plus de l'observation du comportement dynamique du film liquide - au moyen d'une combinaison originale de techniques optiques - nous nous intéressons au mécanisme qui permet l'entretien de l'oscillation de l'interface, et fixe sa fréquence. L'équation de mouvement obtenue prend en compte la dissipation visqueuse engendrée par un écoulement oscillant. Dans les modèles actuels de PHP, l'hypothèse d'un écoulement de type Poiseuille est formulée. Or, notre approche montre que l'hypothèse d'un écoulement faiblement inertiel est mieux adaptée, et conduit à une dissipation deux fois supérieure.



## **Analysis of the liquid film dynamics in Pulsating Heat Pipes**

We experimentally study the behavior of liquid films - so called Landau-Levich films - when they evaporate in their pure vapor atmosphere.

This film is deposited by a meniscus receding inside a capillary. The applied heat flux causes the film evaporation. The film thins with time and remains nearly flat during its whole lifetime (its slope is smaller than  $0.1^\circ$ ). Both the thinning and the slope are caused by evaporation; the film drainage is negligible. Under heating conditions, the film gradually recedes. Once evaporation starts, a ridge is formed near the triple contact line. Such a ridge commonly appears at capillary dewetting under non-wetting conditions. This is surprising as our liquid (ethanol) wets completely the (sapphire) substrate at equilibrium. At the nanometric scale the contact angle between the liquid and the solid wall is thus low. However, we measure a large apparent contact angle (visible at the millimetric scale) which increases with the wall superheating. Once this angle becomes large, the dewetting ridge is formed and the film recedes. The large apparent contact angle is explained by evaporation in the microscopic vicinity of the contact line. The measured apparent contact angle value agrees quantitatively with theoretical results obtained by other researchers. Our analysis also shows the relationship between triple line velocity and apparent contact angle. The conclusions are broad and is applicable to any situation involving a triple line such as films evaporation or boiling phenomena. In particular, we explain how to estimate with a good precision the triple line receding velocity when it is caused by evaporation.

The dynamics of this film is a key parameter that rules out the functioning of Pulsating Heat Pipes (PHPs). PHPs are highly conductive thermal links. Their heat transfer capability is known to be extremely high. For this reason they are promising for numerous industrial applications. Their geometry is simple. It is a capillary tube bent in several branches that meander between a hot part (called evaporator) and a cold part (called condenser), and filled up with a pure two-phase fluid. When the temperature difference between evaporator and condenser exceeds a certain threshold, gas bubbles and liquid plugs begin to oscillate spontaneously back and forth inside the tube - depositing liquid films at each passage - and PHP starts transferring the heat. From our conclusions and knowing the capillary superheating with respect to the saturation temperature, one is able to determine the film thickness, as well as the triple line velocity - and then, the film length and profile. As a consequence, the evaporation/condensation rate inside a PHP can be assessed. This will lead to improvement of the PHP modeling.

Our experimental setup features the simplest, single branch PHP. A liquid/vapor interface oscillates in a tube. It deposits a liquid film at each passage. In addition to the film behavior analysis obtained thanks to an original combination of optical measurement techniques, we focus on the mechanism which makes possible self-sustained interface oscillations and defines its frequency. The obtained motion equation accounts for the viscous dissipation in oscillatory flow. In existing PHP models, a Poiseuille flow is supposed. Yet, our analysis shows that the assumption of weakly inertial flow works better. For our case, it leads to a dissipation rate twice larger than the Poiseuille value.

