



**HAL**  
open science

# Écoulements thermogravitaires et thermocapillaires induits par chauffage laser dans des couches liquides

David Rivière

► **To cite this version:**

David Rivière. Écoulements thermogravitaires et thermocapillaires induits par chauffage laser dans des couches liquides. Autre. Université de Bordeaux, 2016. Français. NNT : 2016BORD0341 . tel-01445734

**HAL Id: tel-01445734**

**<https://theses.hal.science/tel-01445734>**

Submitted on 25 Jan 2017

**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.

THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR DE  
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR  
SPÉCIALITÉ LASERS, MATIÈRE ET NANOSCIENCES

Par David RIVIÈRE

**ÉCOULEMENTS THERMOGRAVITAIRES ET  
THERMOCAPILLAIRES INDUITS PAR  
CHAUFFAGE LASER DANS DES COUCHES  
LIQUIDES**

Sous la direction de : Jean-Pierre Delville  
Encadrants : Hamza Chraibi, Ulysse Delabre

Soutenue le 30 Novembre 2016

**Membres du jury :**

M. Sakir AMIROUDINE	- Professeur à l'Université de Bordeaux	<b>Président</b>
M. Damien BAIGL	- Professeur à l'UPMC, Paris	<b>Rapporteur</b>
M. Pascal PANIZZA	- Professeur à l'Université de Rennes 1	<b>Rapporteur</b>
M. Adrian DAERR	- Maître de conférence à l'Université Paris 7	<b>Examineur</b>
Mme. Camille DUPRAT	- Maître de conférence à l'École Polytechnique	<b>Examineur</b>
M. Jean-Baptiste SALMON	- Chargé de recherche au LOF, Pessac	<b>Examineur</b>
M. Jean-Pierre DELVILLE	- Directeur de recherche, CNRS	<b>Directeur de thèse</b>
M. Hamza CHRAIBI	- Maître de conférence, LOMA	<b>Encadrant</b>
M. Ulysse DELABRE	- Maître de conférence, LOMA	<b>Encadrant</b>



# Remerciements

Lorsque j'ai commencé mes études à l'université de Bordeaux, je n'avais qu'une idée en tête : faire une thèse. Tout d'abord je remercie Jean-Pierre Delville pour m'avoir fait découvrir l'hydrodynamique au cours de mes stages au Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine.

Je remercie Jean-Pierre Delville, Hamza Chraïbi et Ulysse Delabre pour m'avoir offert l'opportunité de réaliser ma thèse au sein de leur équipe en me proposant un sujet fort passionnant. Je tiens à les remercier avec la plus grande sincérité pour la patience dont ils ont fait preuve tout au long de ce doctorat. Ils m'ont permis de travailler dans les meilleures conditions et ont toujours été de bon conseil lorsque je me trouvais en difficulté. Ce fût un véritable plaisir de travailler avec vous.

Je tiens à remercier les services de mécanique et d'électronique qui ont participé activement à l'élaboration de mon montage expérimental. Je remercie également le service informatique pour leur disponibilité, le service de gestion du laboratoire pour m'avoir aidé dans mes démarches administratives et enfin Marc Tondusson et Fabien Morote qui m'ont fait profiter de leur savoir durant ces trois ans de thèse.

J'aimerais également remercier mes rapporteurs Pascal Panizza et Damien Baigl pour avoir accepté de faire partie de mon jury mais aussi pour leurs remarques constructives qui m'ont permis d'améliorer ce manuscrit.

Je remercie Julio, Smed, Zakary, Maxime et Nicolas-Alexandre qui m'ont aidé durant leurs stages expérimentaux, me laissant ainsi le temps de faire des simulations numériques et de rédiger mon manuscrit. Je vous souhaite une bonne continuation.

Durant cette thèse j'ai eu l'occasion d'enseigner à des jeunes étudiants, ce qui fût une expérience vraiment très enrichissante. Pour cela je remercie Christine Grauby-Heywang, Jean-François Boudet et Philippe Paillou qui m'ont proposé à la fois des cours, des TD et des TP. Ce fut agréable de travailler avec vous. Je remercie également Touria Cohen-Bouhacina pour m'avoir donné l'opportunité d'encadrer des étudiants du Master recherche lors de la réalisation de leur colloque.

J'en viens maintenant à remercier des collègues et amis doctorants du laboratoire. Je remercie Julien Petit et Matthieu Robert de Saint Vincent qui étaient thésards lorsque je n'étais encore que stagiaire. J'ai beaucoup appris à leur contact et je leur écris également merci pour les outils qu'ils m'ont laissé et qui se sont révélés être indispensables durant mon travail de thèse. Je remercie Marion, Gabriel, Mathilde, Minh, Amine, Antoine (Giro), Alexandre, et tout les autres pour les très bon moments que nous avons passé ensemble que ce soit au bar, autours du babyfoot ou encore à planifier des événements au laboratoire

---

ou entre doctorants. Un grand merci un peu plus affectif à mes collègues de promo (Ludo, Quentin, Antoine (Deblais), Anaïs, Mokrane, Loïc, Jean-Baptiste, Kévin). J'ai vraiment passé des moments inoubliables à vos côtés.

Je remercie chaleureusement mes amis de longues dates (Fabien, Clément, Guillaume et Romain) pour nos longues parties de jeu de rôles qui m'ont permis de compresser pendant les moments difficiles.

Et pour finir je remercie affectueusement ma famille et future belle-famille pour leur soutien et leurs encouragements. Je remercie tout particulièrement ma fiancée, Auriane, pour avoir été présente et pour son soutien indéfectible et pour cela je tiens à lui dédié ce travail.

*À ma fiancée*

# Table des Matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Modélisation des écoulements induits par un gradient de température dans un système fluide</b>	<b>13</b>
I	Description de l'effet thermogravitaire . . . . .	14
1.	Description du système 1D confiné entre deux lames de verre . . . . .	14
2.	Modèle 1D à deux fluides . . . . .	16
II	Description de l'effet thermocapillaire . . . . .	19
1.	Modèle 1D à deux fluides . . . . .	20
2.	Modèle 2D axisymétrique . . . . .	22
III	Description du problème général : prise en compte des deux effets . . . . .	26
1.	Description du couplage entre les deux effets avec un modèle 1D . . . . .	26
2.	Simulations numériques - Méthodes des éléments de frontière (BEM) . . . . .	28
3.	Validation de la méthode numérique . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Montages et systèmes expérimentaux</b>	<b>35</b>
I	Mesure de la température et des écoulements dans une fine couche de fluide confinée entre deux lames de verre . . . . .	35
1.	Montage expérimental . . . . .	35
2.	Mesure de température . . . . .	36
3.	Mesure de vitesse et description de la PIV . . . . .	38
4.	Précision de la mesure . . . . .	40
II	Mesure de déformation d'interface liquide/liquide . . . . .	42
1.	Montage expérimental . . . . .	42
2.	Phases de Winsor et remplissage des cellules . . . . .	42
3.	Mesure de la tension interfaciale . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Convection libre induite par laser dans un fluide confiné</b>	<b>49</b>
I	Description du système physique . . . . .	49
1.	Forme du champ de température . . . . .	49
2.	Modèle hydrodynamique . . . . .	52
II	Résultats et discussions . . . . .	53
1.	Comparaison simulations-expériences . . . . .	53
2.	Études paramétriques . . . . .	55
III	Conclusion . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Effet thermocapillaire et déformations d'interface</b>	<b>61</b>
I	Champ de température . . . . .	62

II	Étude numérique des déformations d'interface induites par l'effet thermocapillaire . . . . .	65
1.	Influence du rapport de hauteurs $H_1/H_2$ sur la déformation . . . . .	65
2.	Influence du rapport de viscosités $\eta_1/\eta_2$ sur la déformation . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Compétition entre les effets thermocapillaire et thermogravitaire</b>	<b>75</b>
I	Analyse des déformations d'interfaces saumure/heptane obtenues expérimentalement . . . . .	75
1.	Mesure des vitesses . . . . .	75
2.	Mesure des déformations d'interface . . . . .	77
II	Description des résultats expérimentaux avec un modèle analytique 1D . . . . .	81
III	Formation d'un pont liquide . . . . .	85
IV	Conclusions . . . . .	89
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>91</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>99</b>
<b>A</b>	<b>Modélisation du champ de température</b>	<b>105</b>
I	Résolution de l'équation de la chaleur dans une couche semi-infinie . . . . .	106
II	Modèle à 3 couches . . . . .	107
III	Modèle à 5 couches . . . . .	108
IV	Conclusion . . . . .	108

**Nomenclature**

$u$  : vitesse

$\rho$  : masse volumique

$\eta$  : viscosité

$g$  : accélération de la pesanteur

$p$  : pression

$H$  : épaisseur

$h$  : profil d'interface

$\gamma$  : tension de surface

$\Gamma = \frac{1}{\gamma_0} \frac{\partial \gamma}{\partial T}$  : variation de la tension de surface avec la température

$\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$  : coefficient de dilatation isobare

$T$  : température

$\beta$  : coefficient d'absorption de l'eau à  $\lambda = 1480 \text{ nm}$

$\chi_T$  : diffusivité thermique

$\Lambda$  : conductivité thermique

$P$  : puissance du laser

$\omega_0$  : largeur du faisceau au col

$C$  : tenseur des contraintes hydrodynamiques



# Chapitre 1

## Introduction

En 1901, H. Bénard est l'un des premiers à s'être intéressé à la convection dans les liquides. Il a notamment étudié la formation de tourbillons cellulaires induits dans une couche liquide à surface libre (figure 1.1a)) lorsque celle-ci est chauffée uniformément par dessous [1, 2]. Ensuite, en 1916 Lord Rayleigh a étudié les écoulements dans une couche liquide horizontale confinée et chauffée uniformément par dessous [3]. Il a considéré que le moteur des écoulements était dû à la variation de la masse volumique avec la température. En s'appuyant sur les travaux de J. Boussinesq [4], il a proposé une description théorique de ce type d'écoulements. Ces travaux montrent que la modification des propriétés thermodynamiques d'un liquide peut induire une mise en écoulement de ce dernier et leurs travaux ont posé les premières briques sur la compréhension des écoulements thermocapillaires et thermogravitaires. La description de ces écoulements est importante car ils sont très présents dans la nature et au quotidien [5] et à différentes échelles : dans une casserole lorsque l'on fait chauffer de l'eau, la convection dans le noyau terrestre [6] entraînant la tectonique des plaques, ou encore à l'échelle des étoiles [7]. Ces écoulements sont encore aujourd'hui très étudiés en raison de leur complexité et de leur utilité dans diverses applications de chimie, biologie, physique et à la frontière de ces trois disciplines [8].

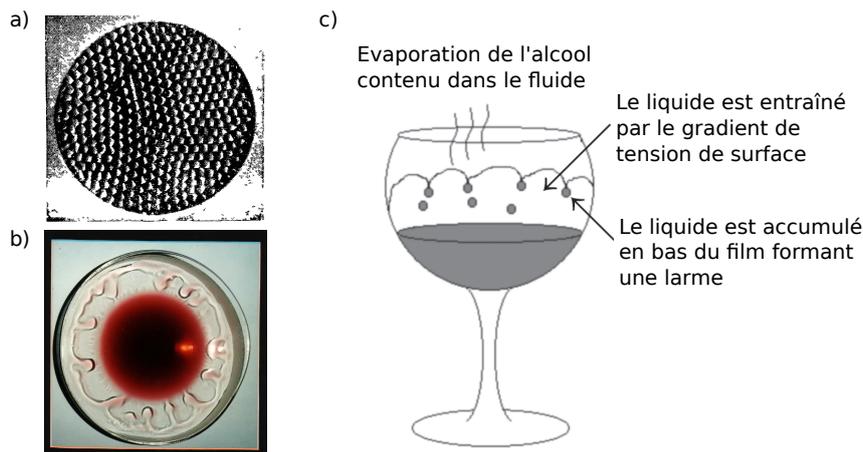


Figure 1.1: (a) Photographie réalisée par H. Bénard [2] illustrant la convection d'un liquide chauffé uniformément par dessous. (b) Illustration des larmes du vin. (c) L'évaporation de l'alcool dans la partie haute du film modifie localement la tension de surface, créant ainsi un gradient de tension de surface vers le haut entraînant un film de liquide et la formation d'un bourrelet qui se déstabilise en larmes. Cette figure a été réalisée par M. Gugliotti [9].

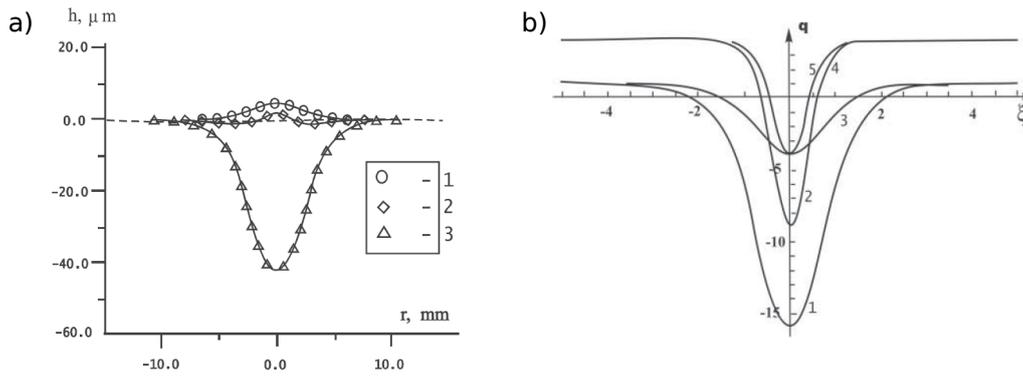


Figure 1.2: Mesures expérimentales [16] (a) et simulations numériques (b) des déformations d'interface induites par l'effet thermocapillaire provoqué par un chauffage laser localisé d'un système eau/air en utilisant un laser  $\text{CO}_2$  (S.P. Karlov [17]).

Au-delà des effets volumiques, une autre manière de mettre en écoulement un liquide est d'induire un effet Marangoni étudié pour la première fois en 1870 [10]. Une manifestation particulièrement spectaculaire de l'effet Marangoni correspond aux larmes du vin, étudiées pour la première fois par J. Thomson [11] et illustrées par la figure 1.1(a-b). Cette étude a été étendue en 1992 par J.B. Fournier *et al.* [12] et en 2008 par M. Gugliotti *et al.* [9]. L'alcool contenu dans le film aqueux déposé sur la paroi du verre s'évapore plus rapidement dans sa partie haute et modifie localement la concentration, et donc la tension de surface. Il en résulte, un gradient de tension de surface vertical qui génère une contrainte vers le haut entraînant un film de liquide et la formation d'un bourrelet qui se déstabilise en larmes. Cet effet Marangoni est qualifié de solutal car la variation de la tension résulte d'une variation de concentration en alcool.

Cet effet Marangoni peut aussi être d'origine thermique comme le montrent les premiers travaux de Bénard [1] expliqué par Pearson [13]. Il s'agit de l'effet thermocapillaire étudié plus récemment par N. Garnier et ses collaborateurs en 2003 [14] en générant des écoulements dans une couche mince de liquide en chauffant un substrat absorbant via un laser. Le chauffage local d'une interface séparant deux fluides induit un gradient de température qui génère à son tour un gradient de tension interfaciale. B.A. Bezuglyi et V.M. Flyagin [15] ont montré que les contraintes thermocapillaires le long de l'interface mettent en mouvement les liquides de part et d'autre de l'interface. Ces écoulements induisent à leur tour des contraintes visqueuses dont la composante normale peut modifier le profil de l'interface, comme l'ont montré A.I. Mizev d'une part [16] et S.P. Karlov et ses collaborateurs [17] (voir figure 1.2). Dans la littérature il existe un grand nombre d'études numériques concernant les conséquences de l'effet thermocapillaire sur les écoulements et les déformations [18–21]. La plupart de ces études considèrent que la variation de la tension interfaciale avec la température est négative, ce qui reste vrai pour la majorité des systèmes fluides.

Des auteurs ont montré expérimentalement et numériquement que l'effet thermocapillaire pouvait déformer l'interface jusqu'à induire une instabilité [22–27]. Cette instabilité a notamment été étudiée par S.J. VanHook *et al* [23] (figure 1.3a) ainsi que H.M.J.M Wedershoven *et al* [27] (figure 1.3b), qui l'ont utilisé dans le but de réaliser du séchage d'interface. L'effet thermocapillaire peut être utilisé pour d'autres applications : l'impression à jet d'encre [28–30], les biocapteurs [31, 32], ou pour contrôler le revêtement de surfaces [33, 34].

Une application récente majeure des écoulements thermocapillaires concerne la déposition de particules. En combinant l'entraînement des particules par ces écoulements avec de l'évaporation, il est possible d'obtenir des dépôts organisés, comme l'ont démontré Vieyra Salas et ses collaborateurs [35] en utilisant le chauffage laser. Dans cette étude, le faisceau était spatialement modulé de manière à former un dépôt structuré (figure 1.4).

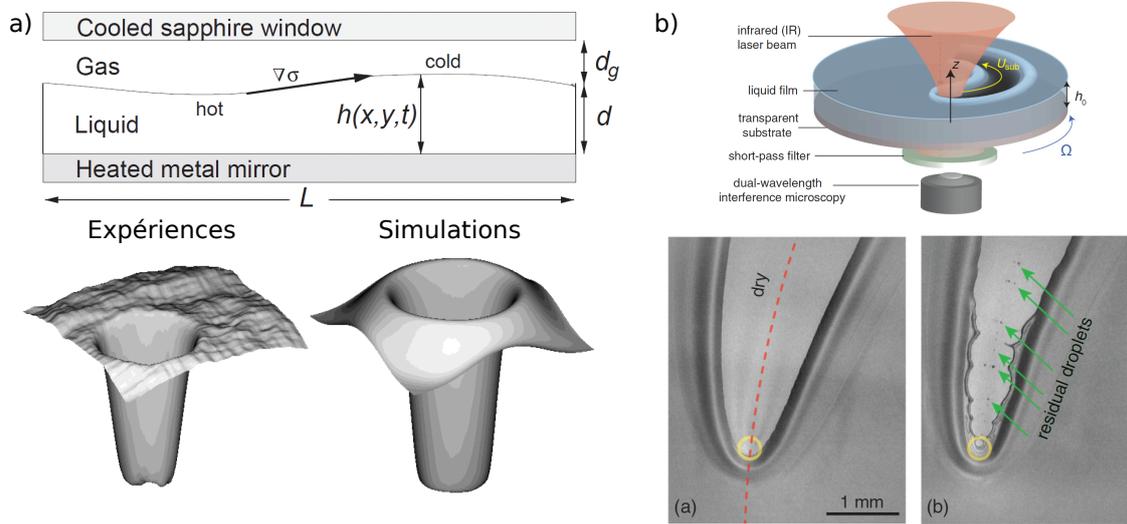


Figure 1.3: (a) Illustration du montage expérimental réalisé par S.J. VanHook et ses collaborateurs [23] avec lequel ils chauffent par le bas de l'huile de silicone en contact avec de l'air. L'épaisseur d'huile  $d$  est comprise entre  $50\ \mu\text{m}$  et  $250\ \mu\text{m}$  et l'épaisseur d'air  $d_g$  est comprise entre  $230\ \mu\text{m}$  et  $800\ \mu\text{m}$ . La déformation induite par l'effet thermocapillaire est suffisamment importante pour que l'interface se déstabilise et forme un pont liquide d'air dans l'huile. (b) Expériences réalisées par H.M.J.M Wedershoven et ses collaborateurs [27] qui consistent à induire un effet thermocapillaire par l'absorption d'une onde laser infrarouge par une huile d'épaisseur initiale  $h_0 = 4.5\ \mu\text{m}$ . L'interface est déstabilisée sous l'action de ce couple et forme un pont liquide d'air dans l'huile. En combinant cet effet avec une rotation du substrat, les auteurs forment une zone de démouillage sur ce substrat.

L'étude des dépôts de particules obtenus après évaporation d'une solution est un sujet important bien connu et elle a véritablement émergé avec les travaux de R.D. Deegan *et al.* qui expliquent en 1997 l'effet dit tâche de café [36–38]. Ils ont montré notamment que lorsqu'une goutte posée s'évapore, le flux évaporatif est plus important sur la périphérie qu'au centre, ce qui génère des écoulements vers la ligne de contact, comme le montre la figure 1.5a). Les particules présentes dans la goutte sont ainsi drainées vers la ligne de contact, donnant au dépôt la forme présentée sur la figure 1.5b). Suite à ces travaux, une étude numérique des écoulements induits par l'évaporation d'une goutte a été proposée par H. Hu et R.G. Larson en 2005 [39] qui ont ensuite été étendus théoriquement [40] et expérimentalement [41] par G. Berteloot *et al.*. Nous pouvons trouver dans la littérature divers procédés pour contrôler l'effet tâche de café en modifiant par exemple la forme des particules de la suspension [42] ou encore en combinant l'utilisation d'un masque avec un effet Marangoni solutal [43]. Récemment, des études ont montré qu'il était même possible d'inverser cet effet, notamment en exacerbant l'effet thermocapillaire [44–46]. Pour cela, la méthode qui est généralement utilisée consiste à ajouter des tensioactifs. Ainsi, l'effet thermocapillaire est plus intense et génère des rouleaux de convections au centre de la goutte permettant d'y regrouper des particules (figure 1.6).

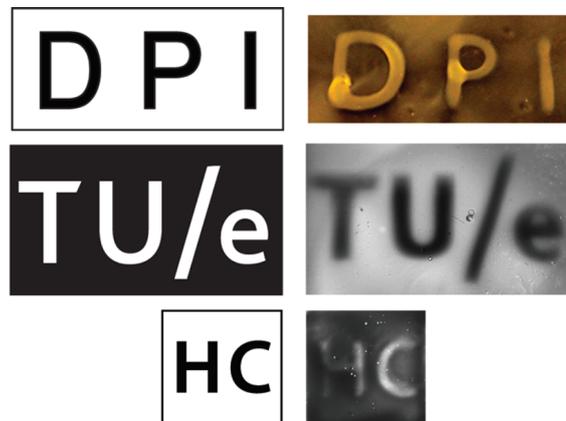


Figure 1.4: *Déposition de particules obtenue après l'évaporation d'une solution chauffée par laser. Les figures de gauche représentent les différentes configurations de l'illumination et les figures de droite le résultat obtenu [35].*

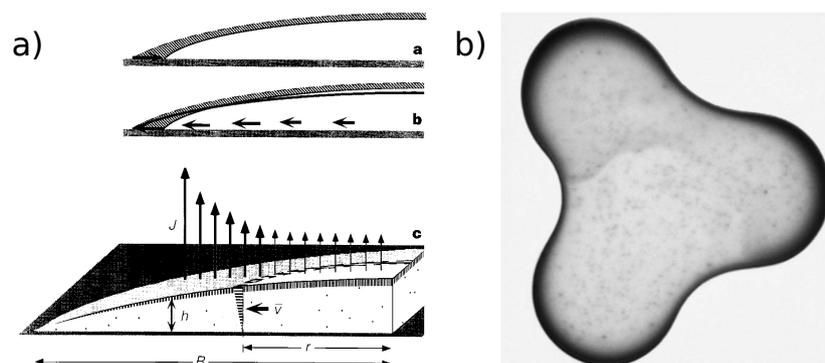


Figure 1.5: (a) *Représentation schématique des écoulements dans une goutte induits par l'évaporation de celle-ci. (b) Dépôt obtenu après évaporation où il apparaît une concentration plus importante de particule proche de la ligne de contact. Ces figures ont été réalisées par R.D. Deegan et ses collaborateurs [36].*

Dans une étude récente, M. Anyfantakis et D. Baigl ont montré qu'un choix pertinent du tensioactif permet de contrôler la déposition de particules de façon dynamique [47]. Pour cela, ils se sont servis d'un tensioactif photoactivable : AzoTAB. Cette molécule est amphiphile et constituée d'une tête cationique et d'une queue hydrophobe. Elle a la particularité de passer de sa conformation *cis* à sa conformation *trans* en fonction de la longueur d'onde utilisée (figure 1.7a)). En éclairant à travers un masque des gouttes posées sur un substrat (figure 1.7b)), les auteurs obtiennent la structure souhaitée, comme le montre la figure 1.7c). Cette méthode permet aussi d'obtenir un dépôt homogène sur le substrat (figure 1.7d)).

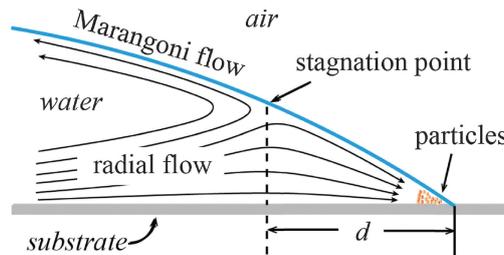


Figure 1.6: Schématisation des écoulements induits par la compétition entre l'effet thermocapillaire et l'évaporation [46].

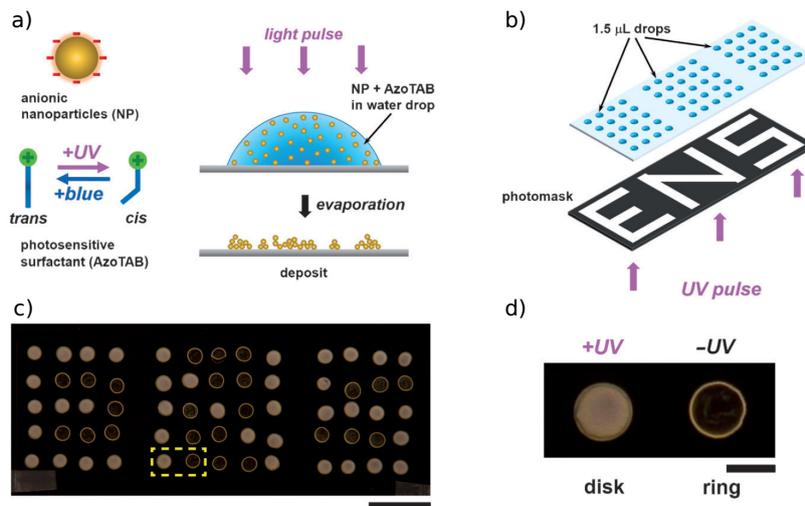


Figure 1.7: (a) Description de l'expérience réalisée par M. Anyfantakis et D. Baigl [47] qui consiste à éclairer une goutte contenant un surfactant photoactivable. (b) En utilisant un masque, il est possible d'éclairer seulement les gouttes souhaitées. (c) Résultat après évaporation. (d) Zoom de la figure (c) montrant que le dépôt obtenu est homogène.

Au-delà de l'effet thermocapillaire, la température peut également agir sur la masse volumique des liquides. Il s'agit de l'effet thermogravitaire. Un échauffement local d'une couche fluide induit une variation locale de la masse volumique. Cela génère alors un gradient de pression qui induit un phénomène de convection qui met en mouvement le fluide. Les premières études de cet effet, induit par un gradient de température horizontal, ont été réalisées par R.V Birikh en 1966 [48]. Ces travaux ont récemment été étendus à un gradient de température incliné [49]. Par la suite, peu d'études ont été réalisées pour comprendre et car-

---

actériser l'effet thermogravitaire [50–54]. La variation de la masse volumique dans un système liquide peut également induire une variation de concentration. Une étude récente a montré qu'il est possible d'utiliser ce type d'écoulements pour améliorer le transport de colloïdes [55].

La plupart des travaux présentés précédemment ont été réalisés dans des systèmes aux géométries spécifiques ou en utilisant des tensioactifs aux propriétés finement choisies. Par exemple, pour contrôler optiquement la rupture d'une interface, il est nécessaire d'utiliser de fines couches de fluides car, si on en augmente l'épaisseur, le sens de la déformation thermocapillaire peut s'inverser [16]. Pour les couches d'épaisseurs plus élevées, c'est l'effet thermogravitaire qui domine. Cependant, la compétition ou la coopération entre ces deux effets a été peu étudiée [56–58]. Ainsi, la compréhension et le contrôle microscopique des applications présentées précédemment passent par l'étude de ces deux effets et de leurs interactions. Nous proposons dans ce manuscrit de reprendre l'étude des effets thermocapillaire et thermogravitaire induits par un chauffage laser localisé séparément afin de clarifier, de compléter et de généraliser les résultats que nous pouvons trouver dans la littérature. Une fois ces deux contributions analysées, nous nous intéresserons à la compétition qu'il peut exister entre ces deux effets. Cette étude a été réalisée expérimentalement et numériquement sur un même système expérimental.

Le chapitre 2 commencera par poser les bases théoriques et numériques qui nous ont permis d'améliorer notre compréhension des écoulements induits par un gradient de température piloté par laser. La première partie de ce chapitre sera dédiée à la description théorique de l'effet thermogravitaire, puis celle de l'effet thermocapillaire. Dans la seconde partie, nous décrirons un modèle analytique pour appréhender le couplage entre ces deux effets, puis explicité la méthode numérique utilisée.

Nous poursuivrons dans le chapitre 3 avec la description des différents montages et méthodes de mesures développées et utilisées pour mesurer la température, les vitesses d'écoulements et les déformations d'interfaces induites par un chauffage laser localisé.

Dans le chapitre 4, nous présenterons une étude expérimentale et numérique des écoulements induits par l'absorption d'une onde laser dans un liquide confiné entre deux lames de verre. Dans cette configuration, les écoulements ne sont générés que par la variation de la masse volumique avec la température. Nous montrerons les effets de la puissance absorbée par le liquide ainsi que de l'épaisseur de la couche sur les écoulements.

Le chapitre 5 sera quant à lui dédié à l'étude de l'effet thermocapillaire seul d'un point de vue numérique, étant donné que notre système expérimental ne nous permet pas d'étudier expérimentalement toutes les propriétés de cet effet indépendamment de l'effet thermogravitaire. Nous présenterons une étude paramétrique en fonction des épaisseurs des couches liquides, du rapport de viscosités et du signe des contraintes thermocapillaires.

Enfin, le dernier chapitre présentera une étude expérimentale et théorique du couplage entre la variation de la masse volumique et la variation effective de la tension interfaciale avec la température. Nous montrerons qu'il existe plusieurs régimes d'écoulements en fonction du rapport de hauteurs des couches liquides. Enfin, les expériences et les simulations numériques montreront qu'il est possible, pour un système avec une couche absorbante très épaisse, de déstabiliser l'interface pour former un pont liquide par effet thermogravitaire. Aussi l'étude approfondie des effets thermogravitaire et thermocapillaire induits par laser, ainsi que leur concomitance permet de mieux appréhender certaines applications de déposition pour une bonne compréhension des mécanismes qui se couplent à l'évaporation. Les perspectives de ce travail en présentent une première illustration.

## Chapitre 2

# Modélisation des écoulements induits par un gradient de température dans un système fluide

Le système général que nous nous proposons de décrire est schématisé sur la figure 2.1a). Le laser induit dans le fluide un gradient de température dû à l'absorption du faisceau infrarouge. Le fluide 2 est supposé transparent à la longueur d'onde utilisée dans un souci de simplicité et sans perte de généralités. Dans un premier temps, le chauffage local de l'interface génère une variation locale de la tension interfaciale. Ce gradient de tension interfaciale est à l'origine d'une contrainte tangentielle le long de l'interface qui met en mouvement les fluides de part et d'autre de l'interface. Par conservation de la masse, des rouleaux de convection apparaissent dans les deux phases. Le sens des écoulements dépend directement du signe du gradient de tension de surface. C'est l'effet thermocapillaire. De plus, l'échauffement local de la phase 1 induit un effet volumique dû à la variation de la masse volumique avec la température. Le gradient de masse volumique génère un gradient de pression qui induit une seconde mise en mouvement du fluide 1 et, par conservation de la masse, des rouleaux de convection apparaissent. C'est l'effet thermogravitaire.

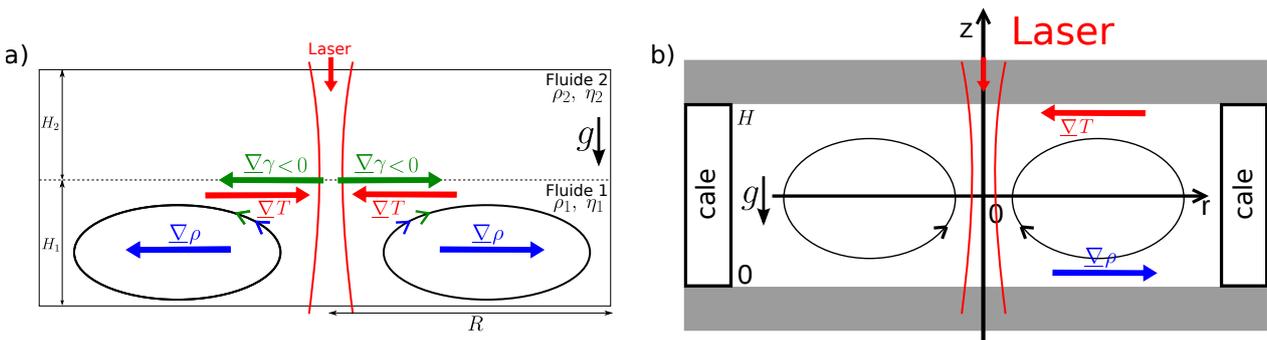


Figure 2.1: Représentation schématique des écoulements induits par l'absorption d'une onde laser continue dans un système fluide diphasique (a) et dans un système fluide confiné entre deux lames de verres (b).

Dans notre système  $\frac{\partial\rho_1}{\partial T}$  est négatif de sorte que les écoulements dûs à l'effet thermogravitaire sont toujours orientés dans le sens opposé à la gravité au centre du faisceau infrarouge. Ainsi suivant le signe du gradient de tension interfaciale, l'addition des deux effets peut être collaborative ou opposée. Les écoulements générés dans les deux phases induisent des contraintes

Épaisseurs ( $\mu\text{m}$ )	Rapport de viscosité	$d\rho_1/dT$ ( $\text{kg}/\text{m}^3/\text{K}$ )	$d\gamma/dT$ ( $\text{N}/\text{m}/\text{K}$ )
$H_1 = 400$ et $H_2 = 600$	2.28	0.23	$10^{-7}$

Table 2.1: Tableau contenant les paramètres communs aux calculs présentés dans ce chapitre. La valeur  $d\gamma/dT$  présentée dans ce tableau est déterminée dans le chapitre 6.

normales sur l'interface. Sous l'action de ces contraintes, l'interface se déforme. L'objectif de ce chapitre est de donner une description théorique de ces effets en fonction des paramètres du système. Afin de mieux comprendre l'importance de l'effet thermogravitaire, nous proposons une étude d'une fine couche d'eau confinée entre deux lames de verre, schématisée sur la figure 2.1b). Ce système permet d'éliminer tout effet d'interface. Ensuite, nous avons étendu ce modèle au système à deux fluides (figure 2.1a)) tout en conservant le caractère 1D du modèle. Dans une seconde partie nous décrirons l'effet thermocapillaire avec un modèle 1D, puis avec un modèle 2D axisymétrique. En plus des calculs analytiques, nous avons réalisé des simulations numériques basées sur la méthode des éléments de frontières. En hydrodynamique, ces effets se décrivent à partir de l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \left( \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + (\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u} \right) = \eta \nabla^2 \cdot \underline{u} - \nabla p + \underline{F} \quad (2.1)$$

où  $\underline{F}$  est une force volumique. Par soucis de simplicité, nous ne considérons pas la variation de la viscosité avec la température qui est suffisamment faible dans notre système sans être négligeable. Les modèles que nous proposons sont décrits en régime stationnaire :  $\frac{\partial}{\partial t}(\underline{u}, \rho) = 0$ . Ensuite, pour comparer les effets d'advection  $\rho(\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u}$  avec les effets de la viscosité  $\eta \nabla^2 \cdot \underline{u}$ , il faut calculer le nombre de Reynolds,  $Re = \frac{\|\rho_1(\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u}\|}{\|\eta \nabla^2 \cdot \underline{u}\|} = \frac{\rho_1 U H^2}{\eta_1} \sim 10^{-3}$ . Ainsi, notre problème se résume à l'équation de Stokes :

$$\eta_i \nabla^2 \cdot \underline{u}_i - \nabla p_i = -\rho_i \underline{g} \quad (2.2a)$$

$$\nabla \cdot (\rho_i \underline{u}_i) = 0 \quad (2.2b)$$

On notera que la densité apparaît dans l'équation de conservation 2.2b car elle ne peut être considérée comme constante en présence d'un gradient de température. Pour une meilleure visibilité, les profils de vitesses qui illustrent les différents modèles présentés dans ce chapitre sont obtenus avec les mêmes jeux de paramètres, résumés dans la table 2.1.

## I Description de l'effet thermogravitaire

### 1. Description du système 1D confiné entre deux lames de verre

La description est inspirée de l'article de R. V. Birikh [48]. La résolution des équations 2.2 repose sur l'hypothèse de lubrification, c'est-à-dire que l'extension radiale de l'échantillon est supposée grande devant l'épaisseur de la couche fluide ( $H_1 \ll R$ ) impliquant de négliger  $u_z$  devant  $u_r$ . Comme le chauffage par une onde laser impose une géométrie cylindrique, nous pouvons projeter l'équation 2.2 suivant  $\underline{e}_r$  et  $\underline{e}_z$  :

$$\underline{e}_r : \eta_1 \left[ \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r} \right] - \frac{\partial p_1}{\partial r} = 0 \quad (2.3a)$$

$$\underline{e}_z : \eta_1 \left[ \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right] - \frac{\partial p_1}{\partial z} + \rho_1 g = 0 \quad (2.3b)$$

À partir de l'équation 2.2b, nous pouvons obtenir une relation entre  $u_r$  et  $u_z$ . Commençons par développer cette équation :

$$\nabla \rho_1 \cdot \underline{u}_1 + \rho_1 \nabla \cdot \underline{u}_1 = 0 \quad (2.4)$$

L'expression précédente peut être simplifiée en utilisant l'approximation de Boussinesq [59] qui consiste à dire que  $\rho_1 \ll \frac{\partial \rho_1}{\partial T} \Delta T$ . Ainsi nous pouvons négliger le terme  $\nabla \rho_1 \cdot \underline{u}_1$ , ainsi la conservation de la masse s'écrit :

$$\nabla \cdot \underline{u}_1 = 0 \quad (2.5)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

En hypothèse de lubrification, l'équation précédente donne la relation suivante :

$$u_r \sim \frac{R}{H_1} u_z > u_z \quad (2.7)$$

Cela nous permet de simplifier le système d'équation 2.3 afin d'obtenir :

$$\begin{cases} \eta_1 \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} = \frac{\partial p_1}{\partial r} \\ \frac{\partial p_1}{\partial z} = \rho_1 g \end{cases} \quad (2.8)$$

avec  $p_1(r, z) = \rho_1(r)gz + p_0$  et ainsi  $\frac{\partial p_1}{\partial r} = gz \frac{\rho_1}{\partial r}$ . Pour résoudre ces équations, nous utilisons les conditions aux limites suivantes :

- condition de non glissement aux parois :

$$\begin{cases} u_r(r, z = 0) = 0 \\ u_r(r, z = H_1) = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

- conservation du débit :

$$\int u_r(r, z) dz = 0 \quad (2.10)$$

Ainsi, le champ de vitesse  $u_r(r, z)$  est décrit par l'expression suivante :

$$u_r(r, z) = \frac{gH_1^3}{12\eta_1} \frac{d\rho_1}{dr} \left( -2 \left( \frac{z}{H_1} \right)^3 - 3 \left( \frac{z}{H_1} \right)^2 - \left( \frac{z}{H_1} \right) \right) \quad (2.11)$$

En écrivant la dépendance en température du gradient de masse volumique  $\frac{d\rho_1}{dr}$ , nous pouvons expliciter la dépendance en  $r$  du profil de Birikh, décrit par l'équation 4.7. Nous avons alors :

$$\frac{d\rho_1}{dr} = \frac{d\rho_1}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (2.12)$$

La forme du champ de température a été déterminée expérimentalement (voir le chapitre 3) et peut-être décrite par une lorentzienne [60, 61]:

$$T(r) = \frac{\Delta T_{max}}{1 + \left( \frac{r}{\sigma} \right)^2} + T_0 \quad (2.13)$$

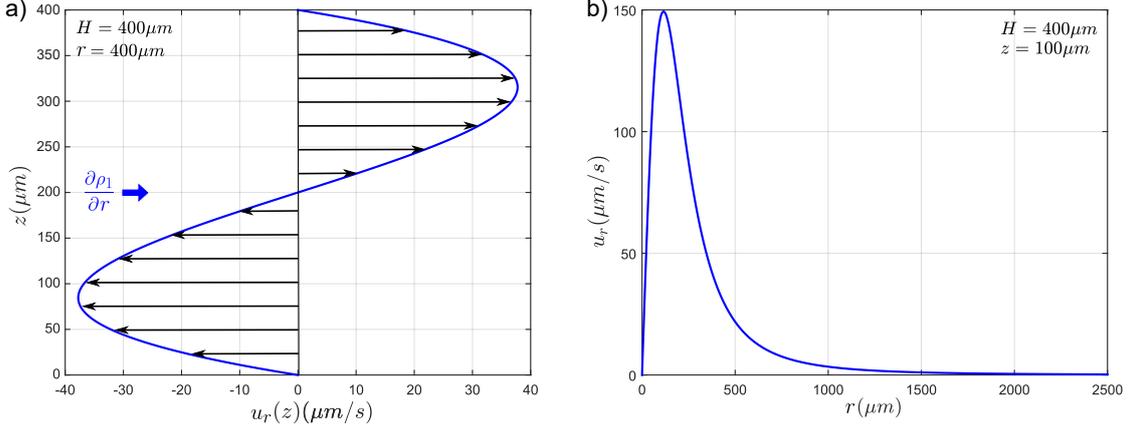


Figure 2.2: Illustration des écoulements induits par l'effet thermogravitaire dans un fluide confiné entre deux lames de verre et en utilisant les paramètres de la table 2.1. Nous avons représenté  $u_r(r = 400 \mu\text{m}, z)$  (a) et  $u_r(r, z = 100 \mu\text{m})$  (b).

Ainsi le profil de Birikh s'écrit de la façon suivante :

$$u_r(r, z) = -\frac{gH_1^3}{6\eta_1} \frac{\Delta T_{max}}{\sigma^2} \frac{d\rho_1}{dT} \frac{r}{\left(1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right)^2} \left( -2 \left(\frac{z}{H_1}\right)^3 - 3 \left(\frac{z}{H_1}\right)^2 - \left(\frac{z}{H_1}\right) \right) \quad (2.14)$$

Cet écoulement est illustré par la figure 2.2 en utilisant les paramètres de la table 2.1. Les figures 2.2a) et 2.2b) représentent respectivement les profils de vitesse  $u_r(r = 400 \mu\text{m}, z)$  en fonction de  $z$  et  $u_r(r, z = 100 \mu\text{m})$  en fonction de  $r$ . Les conditions aux limites sont vérifiées : une vitesse nulle aux parois ainsi que la conservation du débit. De plus la symétrie des conditions aux limites sur les bords impose une symétrie dans le profil de vitesse  $u_r(r = cte, z)$  que nous retrouvons sur la figure 2.2.

## 2. Modèle 1D à deux fluides

Afin de généraliser la description en présence d'une interface, nous avons étendu le modèle précédent au système présenté sur la figure 2.1a) pour lequel seul le fluide 1 absorbe la lumière [62]. Le système 2.8 doit être résolu dans les deux phases :

$$\eta_i \frac{\partial^2 u_{r,i}}{\partial z^2} = \frac{\partial p_i}{\partial r} \quad (2.15a)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial z} = -\rho_i g \quad (2.15b)$$

Les conditions aux limites pour résoudre un tel système doivent être étendues afin de prendre en compte la phase 2 :

- condition de non glissement aux parois :

$$\begin{cases} u_{r,1}(r, z = -H_1) = 0 \\ u_{r,2}(r, z = H_2) = 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

- conservation du débit :

$$\begin{cases} \int_{-H_1}^0 u_{r,1}(r, z) dz = 0 \\ \int_0^{H_2} u_{r,2}(r, z) dz = 0 \end{cases} \quad (2.17)$$

- continuité des vitesses à l'interface :

$$u_{r,1}(r, 0) = u_{r,2}(r, 0) \quad (2.18)$$

- équilibre des contraintes normales en l'absence d'effets d'interface :

$$\left( p_1(r, z) + \eta_1 \frac{\partial u_{z,1}}{\partial z} \right)_{z=h} - \left( p_2(r, z) + \eta_2 \frac{\partial u_{z,2}}{\partial z} \right)_{z=h} = 0 \quad (2.19)$$

- équilibre des contraintes tangentielles :

$$\left( \eta_1 \frac{\partial u_{r,1}}{\partial z} \right)_{z=0} - \left( \eta_2 \frac{\partial u_{r,2}}{\partial z} \right)_{z=0} = 0 \quad (2.20)$$

où  $h$  représente l'altitude de l'interface. Pour commencer, nous pouvons obtenir l'expression du champ de pression en intégrant l'équation 2.15b suivant  $z$  :

$$\begin{cases} p_1(r, z) = p_1(r, 0) - \rho_1 g z \\ p_2(r, z) = p_2(r, H_2) + \rho_2 g (H_2 - z) \end{cases} \quad (2.21)$$

En utilisant la condition 2.19 avec l'hypothèse que  $\frac{\partial u_{z,i}}{\partial z} \Big|_{z=0} = h$ , nous obtenons l'expression de la pression à l'interface  $p_1(r, 0)$  :

$$p_1(r, 0) = p_2(r, H_2) + \rho_2 g H_2 + (\rho_1 - \rho_2) g h - \rho_1 g z \quad (2.22)$$

Nous avons maintenant accès au gradient de pression radial dans les deux phases :

$$\begin{cases} \frac{\partial p_1}{\partial r} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2) g \frac{dh}{dr} + g h \frac{d\rho_1}{dr} - g \frac{d\rho_1}{dr} z \\ \frac{\partial p_2}{\partial r} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} \end{cases} \quad (2.23)$$

Or dimensionnellement :

$$g h \frac{d\rho_1}{dr} \sim g \frac{h \Delta \rho_1}{R} \quad (2.24)$$

Ce calcul étant réalisé dans le cadre de l'hypothèse de lubrification, il vient naturellement  $h/R \ll 1$ . Nous considérons également que l'approximation de Boussinesq [59] est valable :  $\Delta \rho_1 \ll \rho_1$ . Enfin, nous nous plaçons dans un régime de faible déformation de l'interface par les écoulements induits :  $h \ll z$ . Ainsi, ces trois approximations nous permettent de négliger le terme  $g h \frac{d\rho_1}{dr}$  devant les autres. Le gradient de pression radial s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial p_1}{\partial r} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2) g \frac{dh}{dr} - g \frac{d\rho_1}{dr} z \\ \frac{\partial p_2}{\partial r} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} \end{cases} \quad (2.25)$$

Maintenant que nous connaissons le gradient de pression, nous pouvons calculer le champ de vitesse dans les deux phases :

$$\begin{cases} \eta_1 \frac{\partial^2 u_{r,1}}{\partial z^2} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2) g \frac{dh}{dr} - g \frac{d\rho_1}{dr} z \\ \eta_2 \frac{\partial^2 u_{r,2}}{\partial z^2} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} \end{cases} \quad (2.26)$$

Après deux intégrations successives de l'équation 2.15a, nous obtenons les expressions suivantes pour le champ de vitesse :

$$u_{r,1}(r, z) = -\frac{g}{6\eta_1} \frac{d\rho_1}{dr} z^3 + \frac{1}{2\eta_1} \left( \left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2)g \frac{dh}{dr} \right) z^2 + A_1 z + B_1 \quad (2.27a)$$

$$u_{r,2}(r, z) = \frac{1}{2\eta_2} \left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2} z^2 + A_2 z + B_2 \quad (2.27b)$$

où  $A_i$  et  $B_i$  sont des constantes d'intégration. Nous avons donc six inconnues à déterminer :  $A_1, A_2, B_1, B_2, \left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2}$  et  $\frac{dh}{dr}$ . En utilisant les conditions aux limites, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$B_1 = B_2 \quad (2.28a)$$

$$\frac{gH_1^3}{6\eta_1} \frac{d\rho_1}{dr} + \frac{H_1^2}{2\eta_1} \left( \left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2)g \frac{dh}{dr} \right) - A_1 H_1 + B_1 = 0 \quad (2.28b)$$

$$\frac{H_2^2}{2\eta_2} \left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2} + A_2 H_2 + B_2 = 0 \quad (2.28c)$$

$$-\frac{gH_1^4}{24\eta_1} \frac{d\rho_1}{dr} - \frac{H_1^3}{6\eta_1} \left( \left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2)g \frac{dh}{dr} \right) + \frac{A_1 H_1^2}{2} - B_1 H_1 = 0 \quad (2.28d)$$

$$\frac{H_2^3}{6\eta_2} \left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2} + \frac{A_2 H_2^2}{2} + B_2 H_2 = 0 \quad (2.28e)$$

$$\eta_1 A_1 - \eta_2 A_2 = 0 \quad (2.28f)$$

La résolution de ce système conduit aux expressions suivantes :

$$A_1 = -\frac{1}{12} \frac{\eta_2}{\eta_1} \frac{gH_1^3}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dr} \quad (2.29)$$

$$A_2 = -\frac{1}{12} \frac{gH_1^3}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dr} \quad (2.30)$$

$$B_1 = B_2 = \frac{1}{48} \frac{gH_2 H_1^3}{\eta_1 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dr} \quad (2.31)$$

$$\left. \frac{\partial p_2}{\partial r} \right|_{H_2} = \frac{1}{8} \frac{g\eta_2 H_1^3}{H_2(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \frac{d\rho_1}{dr} \quad (2.32)$$

$$\frac{dh}{dr} = -\frac{1}{8} \frac{H_1}{H_2(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\eta_2 H_1^2 + 4\eta_2 H_1 H_2 + \eta_1 H_2^2}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dr} \quad (2.33)$$

En remplaçant les constantes par leurs expressions dans les équations 2.27, nous obtenons les vitesses suivantes :

$$u_{r,1}(r, z) = \frac{1}{48} \frac{g(z + H_1)}{\eta_1(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \frac{d\rho_1}{dr} \left( -8(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)z^2 - (4\eta_2 H_1^2 + \eta_1 H_1 H_2)z + \eta_1 H_1^2 H_2 \right) \quad (2.34)$$

$$u_{r,2}(r, z) = \frac{1}{48} \frac{gH_1^3(H_2 - z)(H_2 - 3z)}{H_2(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \frac{d\rho_1}{dr} \quad (2.35)$$

En utilisant la même définition de  $\frac{d\rho_1}{dr}$ , équation 2.12, nous pouvons réécrire le champ de

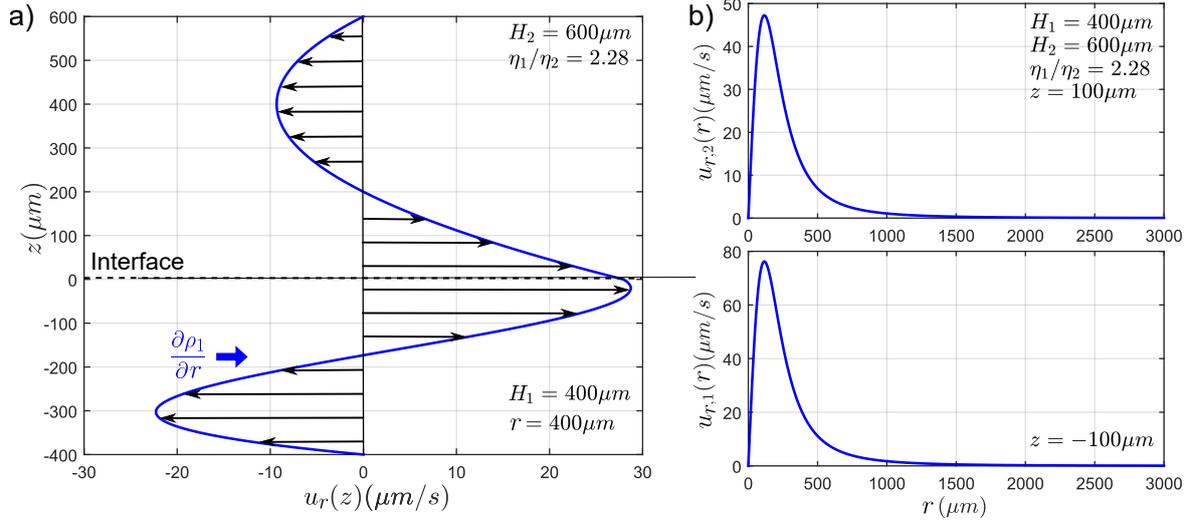


Figure 2.3: Illustration des écoulements induits par l'effet thermogravitaire dans un système à deux fluides lorsque seul le fluide 1 est chauffé; nous avons utilisé les paramètres de la table 2.1. Nous avons représenté  $u_r(r = 400 \mu\text{m}, z)$  (a) et  $u_r(r, z = \pm 100 \mu\text{m})$  (b).

vitesse en faisant apparaître explicitement la dépendance radiale :

$$u_{r,1}(r, z) = -\frac{1}{48} \frac{g(z + H_1)}{\eta_1(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \frac{d\rho_1}{dT} \left( -8(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2) z^2 - (4\eta_2 H_1^2 + \eta_1 H_1 H_2) z + \eta_1 H_1^2 H_2 \right) \frac{\Delta T_{max}}{\sigma^2} \frac{r}{\left(1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right)^2} \quad (2.36)$$

$$u_{r,2}(r, z) = -\frac{1}{24} \frac{g H_1^3 (H_2 - z)(H_2 - 3z)}{H_2(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \frac{d\rho_1}{dT} \frac{\Delta T_{max}}{\sigma^2} \frac{r}{\left(1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right)^2} \quad (2.37)$$

Les équations 2.36 et 2.37 sont illustrées sur la figure 2.3. Les profils sont calculés avec les paramètres du tableau 2.1. La figure 2.3a) représente l'évolution de la vitesse  $u_r(r, z)$  à  $x$  fixé ( $r = 400 \mu\text{m}$ ). Cette figure permet également d'illustrer, avec les flèches noires, le sens des écoulements générés par le gradient de masse volumique. Sur la figure 2.3b) nous avons tracé  $u_{r,i=1,2}(r, z)$  à  $z$  fixé :  $z = \pm 100 \mu\text{m}$  ( $z < 0$  signifie que nous sommes dans la phase 1).

## II Description de l'effet thermocapillaire

L'effet thermocapillaire est dû à la variation de tension interfaciale induite par le gradient de température. Dans cette partie, nous allons décrire dans un premier temps les écoulements induits par la contrainte thermocapillaire par un modèle à une dimension [63]. Comme nous le verrons ce modèle ne permet pas de décrire la déformation de l'interface induite par les écoulements thermocapillaires. Dans un second temps, nous décrirons donc ces déformations à l'aide d'un modèle à deux dimensions.

### 1. Modèle 1D à deux fluides

Pour décrire l'effet thermocapillaire avec un modèle à une dimension et à deux fluides, nous utilisons la même méthode de résolution que pour l'effet thermogravitaire. Ainsi, ce modèle consiste à résoudre le système 2.15 avec les mêmes approximations. Les conditions aux limites nécessaires à la résolution du système sont identiques au cas thermogravitaire hormis pour l'équilibre des contraintes tangentielles, qui doit tenir compte de la composante thermocapillaire :

$$\left( \eta_1 \frac{\partial u_{r,1}}{\partial z} \right)_{z=0} - \left( \eta_2 \frac{\partial u_{r,2}}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{d\gamma}{dr} \quad (2.38)$$

Après deux intégrations successives de l'équation 2.15a nous obtenons l'expression générale du champ de vitesse :

$$u_{r,i} = \frac{1}{2\eta_1} \frac{\partial p_i}{\partial r} z^2 + A_i z + B_i \quad (2.39)$$

avec  $A_i$  et  $B_i$  des constantes d'intégrations. Pour expliciter le champ de vitesse nous devons définir le gradient de pression  $\frac{\partial p_i}{\partial r}$ . Le champ de pression, dont la variation en  $z$  est imposée par la pression hydrostatique, s'obtient à partir de l'équation 2.15b :

$$\begin{cases} p_1(r, z) = p_1(r, 0) - \rho_1 g z \\ p_2(r, z) = p_2(r, H_2) + \rho_2 g (H_2 - z) \end{cases} \quad (2.40)$$

À partir de l'équilibre des contraintes normales (2.19), nous en déduisons l'expression de la pression à l'interface  $p_1(r, 0)$ :

$$p_1(r, 0) = p_2(r, H_2) + (\rho_1 - \rho_2) g h \quad (2.41)$$

Ainsi le gradient de pression s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial p_1}{\partial r} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2) g \frac{dh}{dr} \\ \frac{\partial p_2}{\partial r} = \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} \end{cases} \quad (2.42)$$

À partir des conditions initiales 2.16 et 2.17, nous obtenons l'expression des constantes d'intégrations :

$$A_1 = \frac{2H_1}{3\eta_1} \frac{\partial p_1}{\partial r} \quad A_2 = -\frac{2H_2}{3\eta_2} \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} \quad (2.43)$$

$$B_1 = \frac{H_1^2}{6\eta_1} \frac{\partial p_1}{\partial r} \quad B_2 = \frac{H_2^2}{6\eta_2} \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} \quad (2.44)$$

Par ailleurs la continuité des vitesses à l'interface 2.18 impose :

$$B_1 = B_2 \Rightarrow \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} = g \eta_2 H_1^2 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2} \frac{dh}{dr} \quad (2.45)$$

Comme le gradient de tension interfaciale est seulement décrit suivant sa composante radiale il est possible d'évaluer l'équilibre des contraintes tangentielles en  $z = 0$ . Nous obtenons l'expression suivante pour la variation d'altitude de l'interface induite par les écoulements thermocapillaires  $\frac{dh}{dr}$  :

$$\frac{dh}{dr} = \frac{3}{2(\rho_1 - \rho_2)g} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dr} \quad (2.46)$$

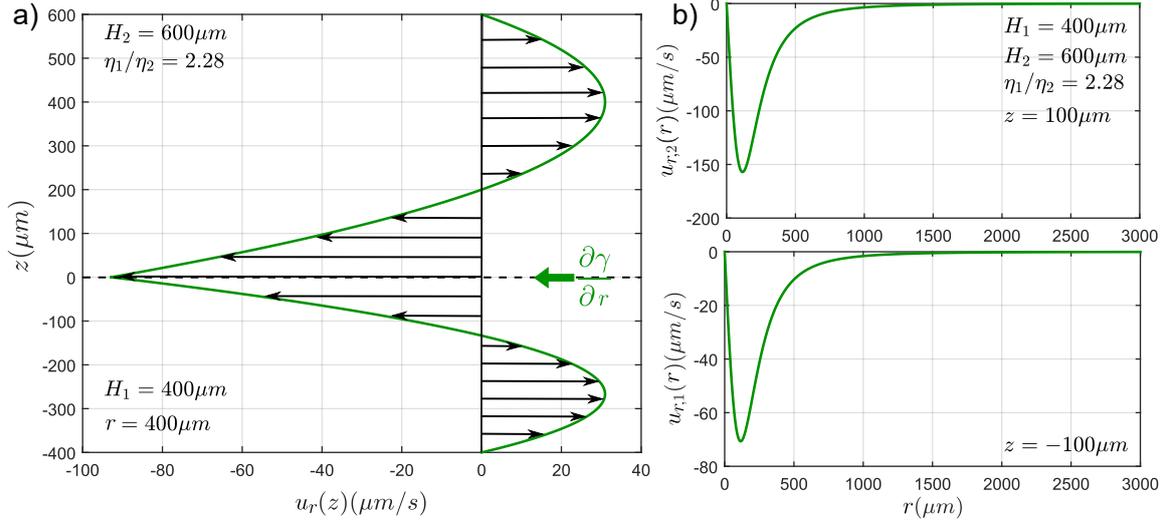


Figure 2.4: Illustration des écoulements induits par l'effet thermocapillaire et en utilisant les paramètres de la table 2.1. Nous avons représenté  $u_r(r = 400 \mu\text{m}, z)$  (a) et  $u_r(r, z = \pm 100 \mu\text{m})$  (b).

Nous pouvons désormais exprimer le champ de vitesse  $u_{r,i}(r, z)$  :

$$u_{r,1}(r, z) = gH_2^2 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2} \frac{dh}{dr} \left( \frac{z^2}{2} + \frac{2}{3} H_1 z + \frac{H_1^2}{6} \right) \quad (2.47)$$

$$u_{r,2}(r, z) = gH_1^2 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2} \frac{dh}{dr} \left( \frac{z^2}{2} - \frac{2}{3} H_2 z + \frac{H_2^2}{6} \right) \quad (2.48)$$

Nous pouvons définir le gradient de tension de surface de la même manière que le gradient de masse volumique :

$$\frac{d\gamma}{dr} = \frac{d\gamma}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (2.49)$$

En conservant la même définition du champ de température (2.13), nous obtenons l'expression suivante pour le champ de vitesse  $u_r(r, z)$  :

$$u_{r,1}(r, z) = -3H_2^2 \frac{1}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dT} \frac{\Delta T_{max}}{\sigma^2} \frac{r}{\left(1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right)^2} \left( \frac{z^2}{2} + \frac{2}{3} H_1 z + \frac{H_1^2}{6} \right) \quad (2.50)$$

$$u_{r,2}(r, z) = -3H_1^2 \frac{1}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dT} \frac{\Delta T_{max}}{\sigma^2} \frac{r}{\left(1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right)^2} \left( \frac{z^2}{2} - \frac{2}{3} H_2 z + \frac{H_2^2}{6} \right) \quad (2.51)$$

La figure 2.4 représente le profil de vitesse induit par l'effet thermocapillaire et décrit par les équations 2.50 et 2.51. Le calcul est réalisé avec les paramètres de la table 2.1. Pour tracer la figure 2.4a), nous avons fixé la position  $r = 400 \mu\text{m}$ . Les conditions aux limites sont vérifiées. Le sens des écoulements, illustré par les flèches noires, est gouverné par le signe du gradient de tension interfaciale. Sur la figure 2.4b), nous avons tracé la vitesse  $u_{r,i}(r, z = cte)$ , avec  $z = -100 \mu\text{m}$  pour  $u_{r,1}$  et  $z = 100 \mu\text{m}$  pour  $u_{r,2}$ .

## 2. Modèle 2D axisymétrique

Pour que le modèle 1D soit valable, et donc que la vitesse axiale soit négligeable devant la vitesse radiale, nous devons considérer une position loin de l'axe de l'excitation laser. Ce modèle est par conséquent incapable de décrire la forme de l'interface qui se déforme sous l'action des contraintes normales, dépendantes de la vitesse axiale  $u_{z,i}$  dans les deux phases. Comme nous avons besoin des composantes radiale  $u_{r,i}$  et axiale  $u_{z,i}$  du champ de vitesse, nous passons à une description à deux dimensions de l'effet thermocapillaire. Nous considérons que nous sommes en géométrie cylindrique avec une invariance des écoulements et du profil d'interface par rotation autour de l'axe de propagation du faisceau laser. L'effet thermocapillaire étant un phénomène de surface, nous pouvons écrire l'équation de Stokes sans terme source. Cependant il faut rajouter une équation faisant intervenir le saut de contrainte à l'interface. Le problème est alors décrit par les équations suivantes [64]:

$$\nabla \cdot \underline{u}_i = 0 \quad (2.52)$$

$$\eta_i \nabla^2 \cdot \underline{u}_i - \nabla p_i = 0 \quad (2.53)$$

$$\underline{C}_1 \cdot \underline{n} - \underline{C}_2 \cdot \underline{n} = (\gamma \kappa(r) - (\rho_1 - \rho_2)gz) \underline{n} + \frac{\partial \gamma}{\partial s} \underline{t} \quad , \quad \underline{x} \in S_I \quad (2.54)$$

$$\underline{u}_1 = \underline{u}_2 \quad , \quad \underline{x} \in S_I \quad (2.55)$$

où  $\underline{C}_i$  est le tenseur des contraintes,  $\kappa(r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{r(dh/dr)}{\sqrt{1+(dh/dr)^2}}$  est la courbure moyenne de l'interface axisymétrique en coordonnées cylindriques. Afin de conserver le caractère analytique de ce calcul, nous nous plaçons dans le régime de faible déformation ( $dh/dr \ll 1$ ), ce qui impose :

$$\kappa(r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{r(dh/dr)}{\sqrt{1+(dh/dr)^2}} \sim \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dh}{dr} \right) = \nabla^2 h \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial s} \sim \frac{\partial \gamma}{\partial s} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.57)$$

où  $T(r)$  est la distribution de température décrite par l'équation 2.13. Comme le problème est à géométrie cylindrique, il convient de le résoudre dans l'espace de Hankel. Dans ce cas, le champ de température s'écrit :

$$T(r) = \int_0^{+\infty} T^k(k) J_0(kr) dk \quad (2.58)$$

où  $J_0(kr)$  est la fonction de Bessel d'ordre 0. Nous obtenons  $T^k(k)$  à partir de la définition lorentzienne de la température :

$$T^k(k) = \sigma^2 \Delta T_{max} K_0(k\sigma) \quad (2.59)$$

avec  $K_0(k\sigma)$  la fonction de Bessel modifiée de second type. Comme  $\frac{dJ_0(kr)}{dr} = -kJ_1(kr)$ , nous avons :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = - \int_0^{+\infty} k T^k(k) J_1(kr) k dk \quad (2.60)$$

Il est possible d'obtenir une relation entre  $u_{r,i}$  et  $u_{z,i}$  dans l'espace de Hankel en prenant la transformée de la conservation de la masse 2.2b :

$$\left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_{r,i}) + \frac{\partial u_{z,i}}{\partial z} \right]^k = 0 \quad (2.61)$$

Nous obtenons alors :

$$\left[ \frac{\partial u_{z,i}}{\partial z} \right]^k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\partial u_{z,i}}{\partial z}(r, z) J_0(kr) r dr \quad (2.62)$$

$$\left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_{r,i}) \right]^k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} k u_{r,i}(r, z) J_1(kr) r dr \quad (2.63)$$

Ainsi :

$$\frac{\partial u_{z,i}^k}{\partial z} = -k u_{r,i}^k(k, z) \quad (2.64)$$

Afin de s'affranchir d'un couplage écoulements-déformations, nous allons calculer le champ de vitesse dans le cas d'une interface très peu déformée. En développant l'équation de Stokes en coordonnées cylindriques et en utilisant les propriétés des fonctions de Bessel, nous obtenons les équations suivantes :

$$-\frac{\partial p_i}{\partial r} + \int_0^{+\infty} \eta_i \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) u_{i,r}^k(z) J_1(kr) k dk = 0 \quad (2.65)$$

$$-\frac{\partial p_i}{\partial z} + \int_0^{+\infty} \eta_i \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) u_{i,z}^k(z) J_0(kr) k dk = 0 \quad (2.66)$$

En dérivant l'expression 2.65 par rapport  $z$  et 2.66 par rapport  $r$  puis en soustrayant les résultats, nous pouvons éliminer le terme de pression. Pour finir, nous obtenons l'équation différentielle suivante, grâce à la relation 2.64 :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right)^2 u_{i,z}^k(z) = 0 \quad (2.67)$$

dont une solution générale est donnée par :

$$u_{i,z}^k(z) = A_i e^{kz} + B_i e^{-kz} + C_i \frac{z}{H_i} e^{kz} + D_i \frac{z}{H_i} e^{-kz} \quad (2.68)$$

Toujours en utilisant la relation 2.64, nous en déduisons la vitesse radiale :

$$u_{i,r}^k(z) = -A_i e^{kz} + B_i e^{-kz} + \frac{C_i}{kH_i} (1 + kz) e^{kz} - \frac{D_i}{kH_i} (1 - kz) e^{-kz} \quad (2.69)$$

où  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $C_i$  et  $D_i$  sont des constantes que l'on détermine à partir des conditions initiales :

- vitesse axiale nulle à l'interface ( $z = 0$ )

$$u_{1,z}^k(z = 0) = u_{2,z}^k(z = 0) = 0 \quad (2.70)$$

- continuité de la vitesse radiale à l'interface ( $z = 0$ )

$$u_{1,r}^k(z = 0) = u_{2,r}^k(z = 0) \quad (2.71)$$

- conditions sur les vitesses aux parois

$$u_{1,z}^k(z = -H_1) = 0 \quad (2.72)$$

$$u_{1,r}^k(z = -H_1) = 0 \quad \text{où} \quad \frac{du_{1,r}^k}{dz}(z = -H_1) = 0 \quad (2.73)$$

$$u_{2,z}^k(z = H_2) = 0 \quad (2.74)$$

$$u_{2,r}^k(z = H_2) = 0 \quad (2.75)$$

- saut de contraintes à l'interface

$$\eta_1 \frac{\partial u_{1,r}}{\partial z} \Big|_{z=0} - \eta_2 \frac{\partial u_{2,r}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.76)$$

Les conditions aux limites conduisent au système de six équations à six inconnues suivant :

$$-2A_1 - \frac{1}{k} \frac{C_1}{H_1} - \frac{1}{k} \frac{D_1}{H_1} = -2A_2 - \frac{1}{k} \frac{C_2}{H_2} - \frac{1}{k} \frac{D_2}{H_2} \quad (2.77)$$

$$A_1(e^{-kH_1} - e^{kH_1}) - C_1 e^{-kH_1} - D_1 e^{kH_1} = 0 \quad (2.78)$$

$$A_2(e^{kH_2} - e^{-kH_2}) + C_2 e^{kH_2} + D_2 e^{-kH_2} = 0 \quad (2.79)$$

$$-A_1(e^{-kH_1} + e^{kH_1}) - \frac{1}{k} \frac{C_1}{H_1} (1 - kH_1) e^{-kH_1} - \frac{1}{k} \frac{D_1}{H_1} (1 + kH_1) e^{kH_1} = 0 \quad (2.80)$$

$$\text{ou } A_1(e^{-kH_1} - e^{kH_1}) + \frac{C_1}{H_1} (2 - kH_1) e^{-kH_1} - \frac{D_1}{H_1} (2 + kH_1) e^{kH_1} = 0 \quad (2.81)$$

$$-A_2(e^{kH_2} + e^{-kH_2}) - \frac{1}{k} \frac{C_2}{H_2} (1 + kH_2) e^{kH_2} - \frac{1}{k} \frac{D_2}{H_2} (1 - kH_2) e^{-kH_2} = 0 \quad (2.82)$$

$$2 \frac{\eta_2}{H_2} (C_2 - D_2) - 2 \frac{\eta_1}{H_1} (C_1 - D_1) = -\frac{\partial \gamma}{\partial T} k T^k(k) \quad (2.83)$$

Ce modèle analytique 2D axisymétrique permet de décrire le champ de vitesse en tout point

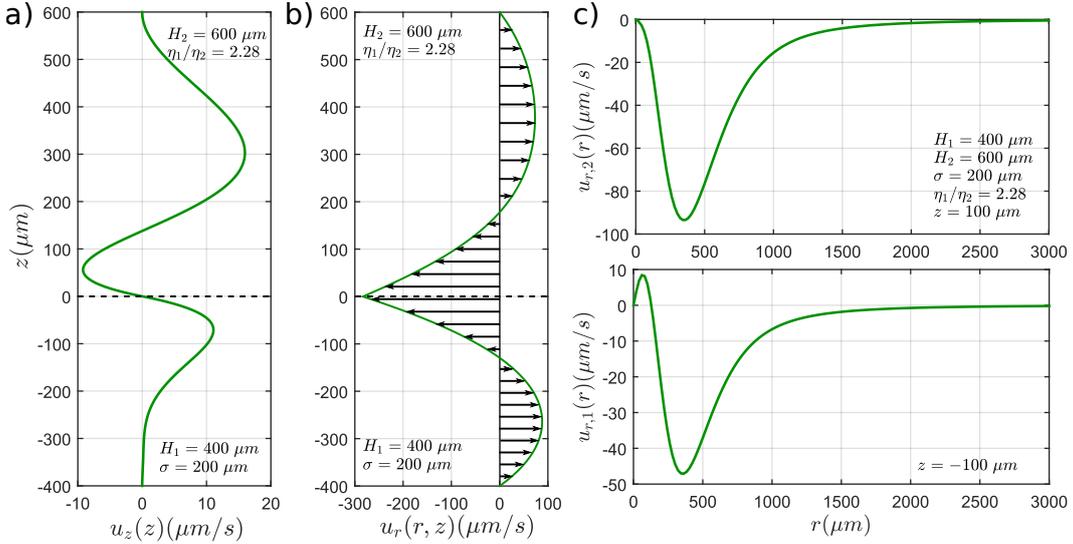


Figure 2.5: Illustration des écoulements induits par l'effet thermocapillaire dans un système à deux fluides et en utilisant les paramètres de la table 2.1. (a-b) Profil de vitesse  $u_z(z)$  et  $u_r(z)$  respectivement, pour  $r = 400 \mu\text{m}$ . (c) Profil de vitesse  $u_r(r)$  calculé pour  $z = \pm 100 \mu\text{m}$ . Les flèches noires sur la figure (b) représentent le sens des écoulements.

$(r, z)$  du domaine. Cependant, il est limité au régime de faible déformation d'interface. En écrivant ce système sous forme matricielle, nous obtenons une forme analytique des composantes du champ de vitesse [64]. Elles sont représentées sur la figure 2.5. Les figures 2.5a) et 2.5b) permettent de vérifier que les conditions aux limites imposées dans le calcul sont vérifiées.

La connaissance des écoulements permet de décrire l'évolution du profil de l'interface  $h(r)$

en fonction des paramètres du système. Nous allons commencer par décrire le champ de pression qui, suivant l'axe  $z$ , s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial p_i}{\partial z} = \int_0^{+\infty} \eta_i \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) u_{i,z}^k(z) J_0(kr) k dk \quad (2.84)$$

En choisissant comme pression de référence celle en  $z = H_2$ , l'intégration nous permet d'obtenir le champ de pression dans les deux phases:

$$p_2(r, z) = \int_0^{+\infty} \left( p_{H_2} + 2 \frac{\eta_2}{H_2} (C_2 e^{kz} + D_2 e^{-kz}) \right) J_0(kr) k dk \quad (2.85)$$

$$p_1(r, z) = \int_0^{+\infty} \left( p_{H_2} + 2 \frac{\eta_1}{H_1} (C_1 e^{kz} + D_1 e^{-kz}) \right) J_0(kr) k dk \quad (2.86)$$

Pour finir, nous en déduisons la différence de pression à l'interface ( $z = 0$ ) :

$$p_2(r, 0) - p_1(r, 0) = \int_0^{+\infty} \left( 2 \frac{\eta_2}{H_2} (C_2 e^{kz} + D_2 e^{-kz}) - 2 \frac{\eta_1}{H_1} (C_1 e^{kz} + D_1 e^{-kz}) \right) J_0(kr) k dk \quad (2.87)$$

Nous pouvons, à partir du saut de contraintes à l'interface, déterminer le profil d'interface en régime de faible déformation. Ainsi, l'équation du saut de contraintes s'écrit :

$$\left( -p_1(r, z) + 2\eta_1 \frac{\partial u_{1,z}}{\partial z} \right)_{z=h} - \left( -p_2(r, z) + 2\eta_2 \frac{\partial u_{2,z}}{\partial z} \right)_{z=h} = \gamma \nabla_r^2 h(r) - \Delta \rho g h(r) \quad (2.88)$$

Être dans le régime de faible déformation permet d'approximer l'équation précédente à sa valeur en  $z = 0$  :

$$\int_0^{+\infty} 4(\eta_1 A_1 - \eta_2 A_2) J_0(kr) k^2 dk = \gamma \nabla_r^2 h(r) - \Delta \rho g h(r) \quad (2.89)$$

Or  $\nabla_r^2 h(r) = \int_0^{+\infty} k^2 h^k(k) J_0(kr) k dk$ , donc :

$$4(\eta_1 A_1 - \eta_2 A_2) J_0(kr) k = (\gamma k^2 - \Delta \rho g h(r)) h^k \quad (2.90)$$

Ainsi, nous obtenons directement une expression de  $h(r)$  :

$$h(r) = 4\eta_2 \int_0^{+\infty} \frac{A_2(k) - \frac{\eta_1}{\eta_2} A_1(k)}{\gamma k^2 + \Delta \rho g} J_0(kr) k^2 dk \quad (2.91)$$

En définissant le nombre de Bond  $Bo = \frac{\Delta \rho g \sigma^2}{\gamma}$  (avec  $\sigma$  la largeur à mi-hauteur du champ de température), nous obtenons pour  $h(r)$  l'expression suivante :

$$h(r) = 4\sigma^2 \frac{\eta_2}{\gamma} \int_0^{+\infty} \frac{A_2(k) - \frac{\eta_1}{\eta_2} A_1(k)}{\sigma^2 k^2 + Bo} J_0(kr) k^2 dk \quad (2.92)$$

La figure 2.6 illustre la déformation d'interface induite par l'effet thermocapillaire calculée à partir de la relation précédente.

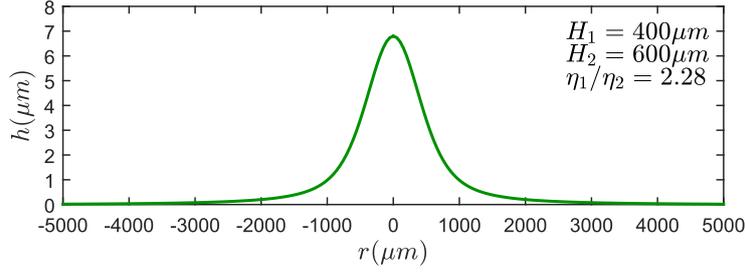


Figure 2.6: Exemple de déformation d'interface induite par l'effet thermocapillaire. Cette déformation est obtenue pour les paramètres de la table 2.1 et pour un nombre de Bond  $Bo = 2.2$ .

### III Description du problème général : prise en compte des deux effets

#### 1. Description du couplage entre les deux effets avec un modèle 1D

Afin de décrire plus quantitativement les expériences, nous devons nous intéresser au couplage entre les deux effets [56, 57] décrits dans les sections précédentes. Nous avons donc commencé par réaliser un calcul à une dimension pour appréhender ce couplage. Pour l'intégrer dans le modèle à une dimension, nous reprenons le modèle décrivant l'effet thermogravitaire présenté dans la section I.2, en tenant compte de la contrainte thermocapillaire dans l'équilibre des contraintes tangentielles :

$$\left( \eta_1 \frac{\partial u_{1,r}}{\partial z} \right)_{z=0} - \left( \eta_2 \frac{\partial u_{2,r}}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{d\gamma}{dr} \quad (2.93)$$

Les autres conditions et approximations ne sont pas modifiées. Le système d'équations à résoudre est alors le suivant :

$$B_1 = B_2 \quad (2.94a)$$

$$\frac{gH_1^3}{6\eta_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial r} + \frac{H_1^2}{2\eta_1} \left( \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2)g \frac{dh}{dr} \right) - A_1 H_1 + B_1 = 0 \quad (2.94b)$$

$$\frac{H_2^2}{2\eta_2} \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + A_2 H_2 + B_2 = 0 \quad (2.94c)$$

$$- \frac{gH_1^4}{24\eta_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial r} - \frac{H_1^3}{6\eta_1} \left( \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + (\rho_1 - \rho_2)g \frac{dh}{dr} \right) + \frac{A_1 H_1^2}{2} - B_1 H_1 = 0 \quad (2.94d)$$

$$\frac{H_2^3}{6\eta_2} \frac{\partial p_2}{\partial r} \Big|_{H_2} + \frac{A_2 H_2^2}{2} + B_2 H_2 = 0 \quad (2.94e)$$

$$\eta_1 A_1 - \eta_2 A_2 = \frac{d\gamma}{dr} \quad (2.94f)$$

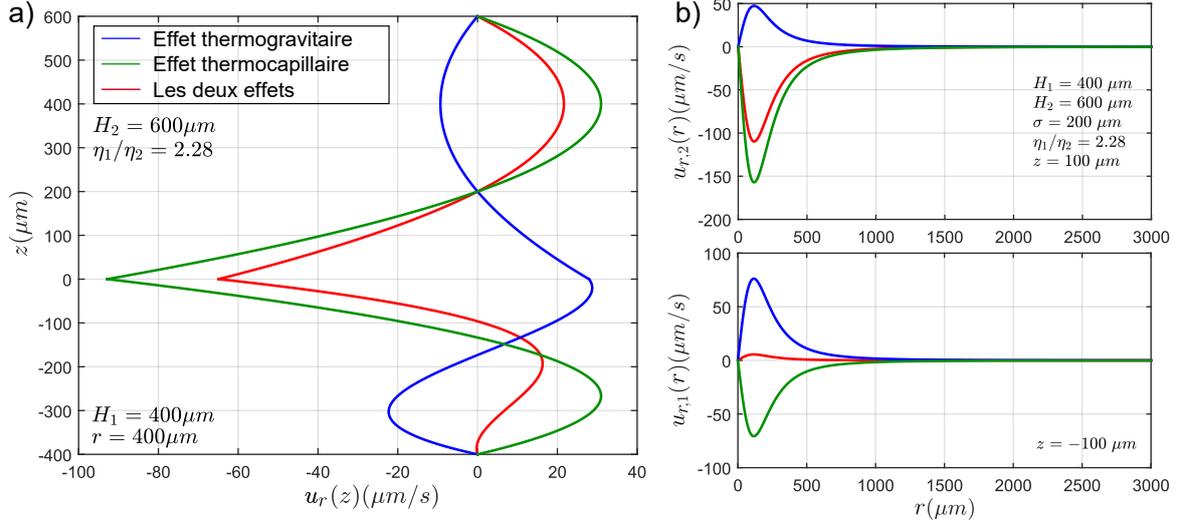


Figure 2.7: Comparaison entre les différents modèles 1D à deux fluides. L'effet thermogravitaire (avec uniquement chauffage du fluide 1) est symbolisé par les courbes bleues, l'effet thermocapillaire par les courbes vertes et le modèle prenant en compte les deux effets par les courbes rouges. (a) Comparaison des profils pour  $u_r(r = 400\mu\text{m}, z)$ . (b) Comparaison pour les profils  $u_{r,i}(r, z = \pm 100\mu\text{m})$ .

Nous obtenons les expressions suivantes pour le champ de vitesse :

$$u_{r,1}(r, z) = \frac{1}{48} \left( (-8z^2(\eta_2 H_1^2 + \eta_1 H_1 H_2) - z(4\eta_2 H_1^3 + \eta_1 H_1^2 H_2) + \eta_1 H_1^3 H_2) g \frac{d\rho_1}{dr} + 12\eta_1(H_1 H_2 + 3H_2 z) \frac{d\gamma}{dr} \right) \frac{(z + H_1)}{\eta_1 H_1 (\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \quad (2.95)$$

$$u_{r,2}(r, z) = \frac{1}{48} \frac{H_1(H_2 - z)(H_2 - 3z)}{H_2(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \left( g H_1^2 \frac{d\rho_1}{dr} + 12 \frac{d\gamma}{dr} \right) \quad (2.96)$$

En développant  $\frac{d\rho_1}{dr}$  et  $\frac{d\gamma}{dr}$  en fonction de leur dépendance avec la température (2.12 et 2.49), nous pouvons écrire le champ de vitesse en explicitant les dépendances en  $r$  et  $z$  :

$$u_{r,1}(r, z) = -\frac{1}{24} \left( (-8z^2(\eta_2 H_1^2 + \eta_1 H_1 H_2) - z(4\eta_2 H_1^3 + \eta_1 H_1^2 H_2) + \eta_1 H_1^3 H_2) g \frac{d\rho_1}{dT} + 12\eta_1(H_1 H_2 + 3H_2 z) \frac{d\gamma}{dT} \right) \frac{(z + H_1)}{\eta_1 H_1 (\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \frac{\Delta T_{max}}{\sigma^2} \frac{r}{\left(1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right)^2} \quad (2.97)$$

$$u_{r,2}(r, z) = -\frac{1}{24} \frac{H_1(H_2 - z)(H_2 - 3z)}{H_2(\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2)} \left( g H_1^2 \frac{d\rho_1}{dT} + 12 \frac{d\gamma}{dT} \right) \frac{\Delta T_{max}}{\sigma^2} \frac{r}{\left(1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right)^2} \quad (2.98)$$

Pour bien nous rendre compte de la différence de forme des écoulements, il est intéressant de comparer les profils de vitesses obtenus par les différents modèles 1D à deux fluides. La figure 2.7 montre cette comparaison et également qu'il existe un couplage entre les effets thermocapillaire et thermogravitaire. Ce couplage sera décrit plus en détail dans le chapitre 6.

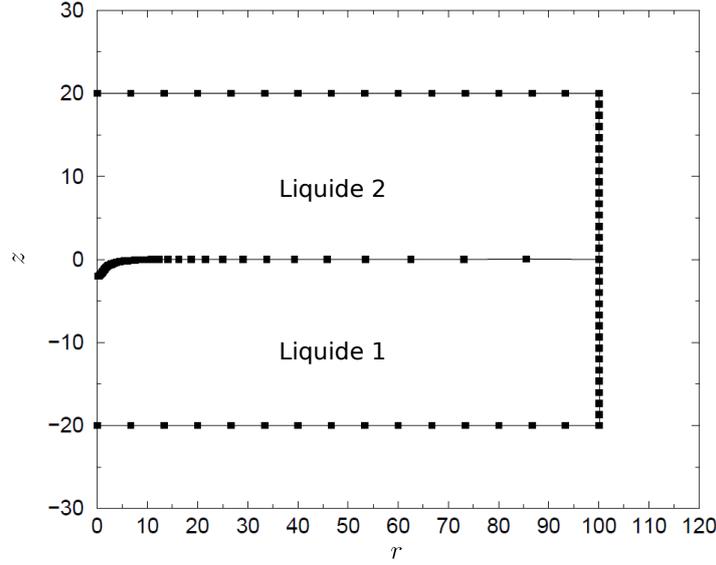


Figure 2.8: Représentation schématique du domaine de résolution des équations par le BEM. Les points noirs représentent le maillage où sont calculés la vitesse et la pression.

## 2. Simulations numériques - Méthodes des éléments de frontière (BEM)

Les modèles précédents ne permettent de décrire complètement ni les écoulements, ni les déformations d'interfaces induites par l'absorption d'une onde laser continue. C'est pourquoi nous nous sommes servis de l'outil numérique afin de résoudre l'équation de Stokes sans approximations. Les simulations numériques sont basées sur la méthode des éléments de frontière qui permet un bon suivi de la déformation de l'interface.

Cette méthode consiste à calculer le champ de vitesse sur les frontières d'un domaine  $\Omega$  (figure 2.8) puis, par intégration, à déterminer le champ de vitesse à l'intérieur du domaine. Pour cela, l'équation de Stokes doit être écrite sous forme intégrale, puis discrétisée.

Tout d'abord nous considérons une force ponctuelle unitaire  $\underline{f}_k$  agissant en  $\underline{x}$  dont nous étudions les effets en point  $\underline{y}$ . Dans ce cas,  $\underline{f}_k$  s'écrit :

$$\underline{f}_k = \delta(\underline{y} - \underline{x})\underline{e}_k \quad , \quad k = r, z, \theta \quad (2.99)$$

où  $\delta(\underline{y} - \underline{x})$  est la masse de Dirac au point  $\underline{x}$ . La force  $\underline{f}_k$  induit en  $\underline{y}$  une vitesse fictive  $\underline{u}_k^*$  et une pression fictive  $p_k^*$  qui nous permettent d'écrire le problème fondamental de Stokes sous la forme :

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{u}_k^* = 0 \quad (2.100)$$

$$\underline{\nabla}^2 \cdot \underline{u}_k^* - \underline{\nabla} p_k^* + \underline{f}_k = 0 \quad (2.101)$$

Le tenseur d'ordre 2  $\underline{U}^*$  des vitesses et le vecteur  $\underline{p}^*$ , de composante  $p_k^*$ , sont généralement appelés noyaux de Green et sont solutions du problème fondamental de Stokes :

$$\underline{U}^* = \frac{1}{\pi} \left( \frac{1}{d} \underline{I} + \frac{dd}{d^3} \right) \quad (2.102)$$

$$\underline{p}^* = \frac{1}{4\pi} \frac{d}{d^3} \quad (2.103)$$

où  $d = | \underline{d} |$  est la distance euclidienne entre le point source  $\underline{x}$  et le point d'observation  $\underline{y}$  :  $\underline{d} = \underline{y} - \underline{x}$ . En généralisant cette approche via une intégration sur tout le domaine, nous pouvons déduire le champ de vitesse et de contraintes sur les interfaces et si besoin en volume. Le problème de Stokes et son problème fondamental étant défini en volume, l'intégration est également en volume. Or la méthode consiste à résoudre ces équations sur le contour du domaine. Pour cela nous devons réduire la dimension des équations. Dans un premier, nous utilisons le théorème d'Ostrogradsky pour réduire les intégrales de volumes à des intégrales de surfaces. Ensuite, nous considérons que le problème est axisymétrique ce qui nous permet de réduire encore la dimension des équations. Après avoir combiné les expressions des intégrales axisymétriques de l'équation de Stokes et de son problème fondamental, nous obtenons :

$$\int_{\Gamma} \overline{\underline{U}}^* \cdot \underline{T}(\underline{y}) \underline{n} r_y d\Gamma - \int_{\Gamma} \overline{\underline{Q}}^* \cdot \underline{u}(\underline{y}) \underline{n} r_y d\Gamma = \frac{1}{2} \underline{u}(\underline{x}) \quad (2.104)$$

avec  $\overline{\underline{U}}^* = \int_0^{2\pi} \underline{U}^* d\theta$  et  $\overline{\underline{Q}}^* = \int_0^{2\pi} \underline{T}^* \cdot \underline{n} d\theta$ . Comme nous connaissons la vitesse et les contraintes à l'interface, nous avons accès à la vitesse en volume :

$$\int_{\Gamma} \overline{\underline{U}}^* \cdot \underline{T}(\underline{y}) \underline{n} r_y d\Gamma - \int_{\Gamma} \overline{\underline{Q}}^* \cdot \underline{u}(\underline{y}) \underline{n} r_y d\Gamma = \underline{u}(\underline{x}) \quad (2.105)$$

Dans notre cas la force  $\underline{f}_v$  est non conservative, elle ne dérive pas d'un potentiel et ne dépend pas des inconnues  $\underline{u}$  et  $p$ , donc le tenseur des contraintes hydrodynamiques n'est pas à divergence nulle, mais égal à  $-\underline{f}_v$ . Pour résoudre numériquement ces équations, il est nécessaire de discrétiser l'équation intégrale de Stokes. Le problème étant défini sur les contours du domaine, nous avons seulement besoin de connaître les conditions aux limites 2.54 et 2.55. L'advection des points constituant l'interface est réalisé à l'aide d'un suivi Lagrangien. Les détails sur cette méthode se trouvent dans la thèse de H. Chraïbi [65] et dans les articles [62, 66].

### 3. Validation de la méthode numérique

Afin d'étudier la compétition entre l'effet thermocapillaire et l'effet thermogravitaire, nous devons dans un premier temps valider les simulations numériques. Nous avons comparé les résultats issus des simulations numériques et ceux issus des différents modèles analytiques. Les paramètres de calcul que nous utilisons dans les simulations sont les mêmes que ceux choisis pour les illustrations des différents modèles analytiques. Cependant les simulations numériques sont adimensionnées : les longueurs par la largeur du champ de température  $\sigma$  et les vitesses par une vitesse caractéristique  $u_0^{num} = \frac{\gamma}{\eta_2}$ . Nous avons donc les paramètres suivants :

- largeur du champ de température :  $\sigma = 200 \mu m$
- amplitude du champ de température :  $\Delta T_{max} = 15 K$
- tension de surface :  $\gamma = 5.42 \cdot 10^{-5} N/m$
- épaisseurs :

$$\begin{cases} H_1 = 400 \mu m \longrightarrow \frac{H_1}{\sigma} = 2 \\ H_2 = 600 \mu m \longrightarrow \frac{H_2}{\sigma} = 3 \end{cases} \quad (2.106)$$

- rapport de viscosité :  $\frac{\eta_1}{\eta_2} = 2.28$

- nombre de Bond : rapport initial (sans chauffage) entre effets gravitaires et capillaires sur l'interface

$$Bo = \frac{(\rho_1 - \rho_2)g\sigma^2}{\gamma_0} = 2.2 \quad (2.107)$$

- paramètre d'amplitude pour l'effet thermocapillaire

$$\Gamma = \frac{1}{\gamma_0} \frac{\partial \gamma}{\partial T} \longrightarrow \Gamma \Delta T_{max} = \frac{\Delta T_{max}}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial T} = 2.8 \cdot 10^{-2} \quad (2.108)$$

- force volumique normalisée correspondant à l'effet thermogravitaire

$$F_v = \frac{\Delta T_{max} \frac{\partial \rho_1}{\partial T} g}{\frac{\eta_1}{\eta_2} \frac{\gamma}{\sigma^2}} = 1.1 \cdot 10^{-2} \quad (2.109)$$

La première série de figures (figures 2.9(a-c)) présente une comparaison entre les modèles analytiques et les simulations numériques pour  $r = 400 \mu m$ . Cette distance est choisie de telle sorte que la comparaison se fasse dans le domaine de validité des modèles. Les figures 2.9(a, b) montre cette comparaison pour l'effet thermogravitaire dans le cas d'un fluide confiné entre deux lames de verres (a) et dans le cas d'un système diphasique (b). Le bon accord en forme et en amplitude entre le modèle et le BEM nous autorise à utiliser l'outil numérique pour décrire l'effet thermogravitaire. La figure 2.9c) illustre le même type de comparaison pour l'effet thermocapillaire. Une fois encore les modèles et les simulations sont en accords à la fois en forme et en amplitude.

Cependant les modèles analytiques à une dimension sont limités au régime de lubrification loin de l'axe du faisceau laser. Les figures 2.9(d-f) montrent bien les limites des modèles à une dimension. En revanche, le modèle 2D axisymétrique décrivant l'effet thermocapillaire, est en bon accord à la fois en forme et en amplitude avec le BEM (c).

La figure 2.9 nous a permis de valider l'utilisation des simulations numériques pour décrire les écoulements induits d'une part par l'effet thermogravitaire, et d'autre part par l'effet thermocapillaire.

Pour finir, la figure 2.10 représente la comparaison entre le BEM et le modèle 2D axisymétrique pour décrire la déformation d'interface induite par l'effet thermocapillaire. La figure 2.10a) illustre cette comparaison pour un paramètre thermocapillaire  $\Gamma \Delta T_{max} = 0.5$ . Le BEM est en très bon accord avec le modèle analytique. En revanche le modèle 2D est limité au régime de faible déformation. Cela signifie que l'amplitude de déformation varie linéairement avec  $\Gamma \Delta T_{max}$ . Cependant si nous sortons de ce cadre, le modèle 2D axisymétrique n'est plus en mesure de décrire le profil de l'interface, comme le montre la figure 2.10b), réalisée pour  $\Gamma \Delta T_{max} = 2$ . Nous avons validé l'outil numérique pour la description des deux effets séparément. La figure 2.11 représente la comparaison entre le BEM et le modèle 1D à deux fluides, présenté au début de cette section. Nous avons utilisé les paramètres de calculs énumérés au début de cette section. Cette comparaison montre que le BEM peut être utilisé pour décrire le couplage entre les deux effets.

Pour conclure, nous avons présenté différents modèles pour décrire d'une part l'effet thermogravitaire (section I) et d'autre part l'effet thermocapillaire (section II). En illustrant les modèles nous avons montré que les conditions aux limites imposées sont vérifiées. Ensuite, nous avons défini, dans la section III, un modèle à une dimension pour appréhender le couplage entre les deux effets. Nous avons également décrit un modèle numérique basé sur la méthode des éléments de frontière. Pour finir, nous avons démontré la robustesse des

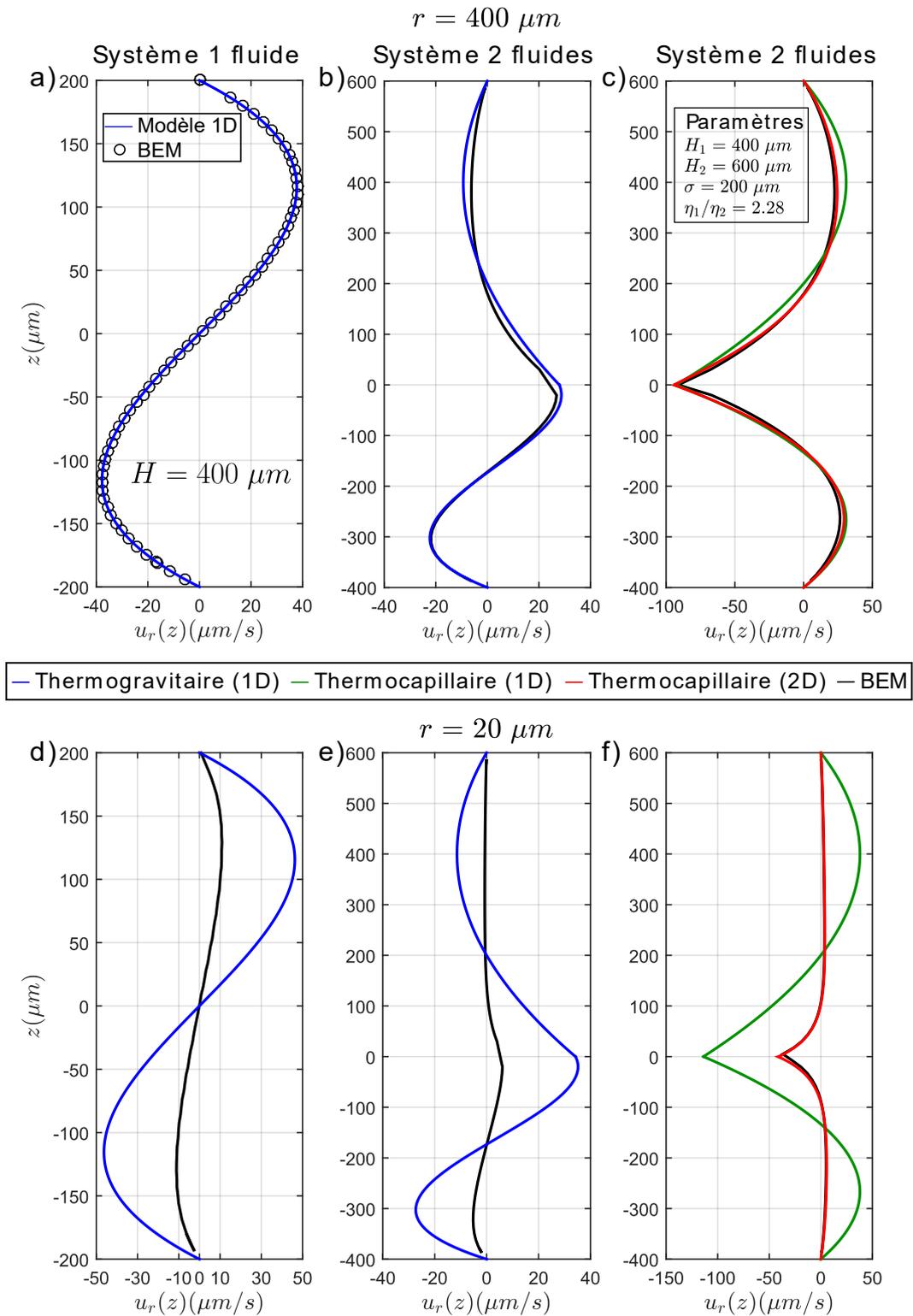


Figure 2.9: Comparaison entre les écoulements obtenus par les modèles analytiques et par le BEM pour  $r = 400 \mu m$  (a-c) et pour  $r = 20 \mu m$  (d-f)

simulations numériques en les comparant avec les modèles analytiques. L'outil numérique donne accès à des informations et des comportements inaccessible par les modèles analytiques simplifiés. Ainsi, nous avons au cours de ce chapitre, validé un ensemble d'outils analytiques et numériques pour décrire et comprendre les expériences présentées dans les chapitres IV et V.

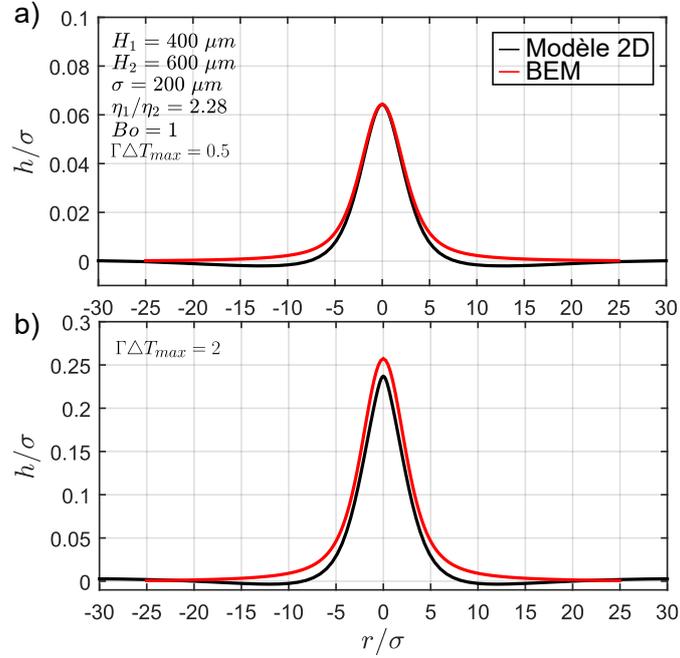


Figure 2.10: Comparaison de la déformation d'interface induite par l'effet thermocapillaire avec le résultat obtenu par le BEM. Les calculs sont réalisés pour  $\Gamma\Delta T_{max} = 0.5$  (a) et pour  $\Gamma\Delta T_{max} = 2$  (b).

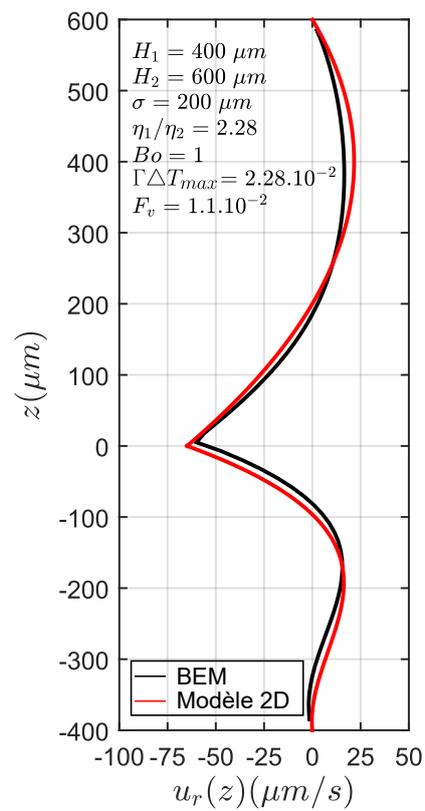


Figure 2.11: Couplage entre l'effet thermogravitaire et l'effet thermocapillaire calculé à partir du modèle AD (ligne rouge) et par le BEM (ligne noire). Le profil de vitesse correspond à  $u_r(r = 400 \mu m, z)$ .



## Chapitre 3

# Montages et systèmes expérimentaux

Le chapitre précédent a montré qu'un chauffage laser pouvait engendrer des écoulements et des déformations d'interface. Dans ce chapitre, nous allons décrire en détail les montages et systèmes expérimentaux qui ont servi à la caractérisation de ces écoulements et des déformations d'interface induits par l'absorption d'une onde laser continue infrarouge. Dans la première partie, nous nous intéressons à la mesure de la température. Ensuite, nous parlerons de la mesure de la vitesse dans les échantillons des écoulements dans une fine couche d'eau ultrapure confinée entre deux lames de verre. Cette mesure a été réalisée avec une technique de vélocimétrie par imagerie de particule (PIV). Nous terminerons avec le protocole expérimental permettant de mesurer les déformations d'interface dans un système fluide diphasique de très faible tension interfaciale (saumure/heptane) en équilibre de Winsor III. Dans cette partie, nous traiterons également d'une technique de mesure sans contact de la tension interfaciale.

## I Mesure de la température et des écoulements dans une fine couche de fluide confinée entre deux lames de verre

### 1. Montage expérimental

La figure 3.1 donne une représentation schématique du montage expérimental utilisé pour mesurer les écoulements. Le système fluide utilisé est chauffé localement par une onde laser continue (LUMICS DSx1 laser diode, longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0 = 1480 \text{ nm}$ ), collimatée en un faisceau de diamètre  $7 \text{ mm}$  par un doublet de lentilles (THORLABS F8SMA). Le faisceau est focalisé dans l'échantillon par un objectif de microscope  $O_1$  (ZEISS, NEOPLAN-NEOFLUAR 2.5X,  $NA = 0.075$ ). Les mesures d'écoulements sont faites en epi-illumination (lampe à vapeur de mercure, 100 W) avec un objectif  $O_2$  ayant une grande distance de travail (OLYMPUS, 50X,  $NA = 0.5$ ), permettant ainsi de balayer toute l'épaisseur de l'échantillon. L'acquisition des images est réalisée avec une caméra CCD (HAMAMATSU, C5405,  $768 \times 576$  pixels, 25 fps). Le déplacement de l'objectif  $O_2$  est contrôlé par une platine motorisée (MARZHAUSER WETZLAR, scan IM  $120 \times 80 - 1 \text{ mm}$ ). L'utilisation d'un tel objectif permet de visualiser l'ensemble de l'échantillon dans son épaisseur tout en conservant une profondeur de champ suffisamment faible pour les mesures de PIV. Enfin, un filtre infrarouge est placé entre l'échantillon et l'objectif  $O_2$ .

En utilisant le montage décrit par la figure 3.2a), nous avons mesuré le profil transverse du faisceau à une distance  $d = d_1 + d_2$  de l'objectif de microscope  $O_1$ . En translatant latéralement le puissance mètre, nous reconstruisons le profil du faisceau laser. Nous avons

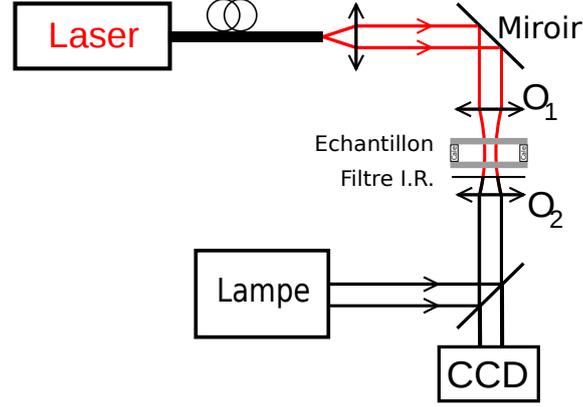


Figure 3.1: Schéma du montage expérimental montrant la focalisation du faisceau laser infrarouge à travers l'objectif de microscope  $O_1$  adapté à l'infrarouge. Les images sont collectées par l'objectif de microscope  $O_2$  et une caméra CCD. Un filtre infrarouge est placé entre l'échantillon et l'objectif  $O_2$  afin de protéger les éléments optiques du microscope.

réalisé cette mesure pour plusieurs positions axiales du puissance mètre. Ces profils ont été ajustés par une gaussienne :

$$I(x, z) = A_0 \exp\left(-\frac{2(x - x_{max})^2}{\omega^2(z)}\right) \quad (3.1)$$

où  $x_{max}$  correspond à la position du maximum,  $A_0$  l'amplitude et où  $\omega(z)$  représente l'évolution du rayon du faisceau. La figure 3.2b) montre que l'ajustement gaussien décrit relativement correctement le profil du faisceau. Ainsi, nous pouvons utiliser l'optique gaussienne pour décrire l'évolution du rayon du faisceau  $\omega(z)$  :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0 z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (3.2)$$

où  $\omega_0 = \omega(z = 0)$  est le rayon du faisceau au col. L'expression précédente peut se réécrire sous la forme d'une équation en  $\omega_0^2$  :

$$\omega_0^4 - \omega^2(z)\omega_0^2 + \left(\frac{\lambda_0 z}{\pi}\right)^2 = 0 \quad (3.3)$$

Ainsi, en résolvant cette équation, nous avons l'expression de  $\omega_0$  en fonction de paramètres mesurables :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\omega^2(z)}{2} - \sqrt{\frac{\omega^4(z)}{4} - \left(\frac{\lambda_0 z}{\pi}\right)^2}} \quad (3.4)$$

Nous trouvons une largeur du faisceau au col  $\omega_0 = 10 \mu m$ , en accord avec l'ordre de grandeur obtenu par l'optique gaussienne au point focal  $\omega_0 \sim 9.95 \mu m$

## 2. Mesure de température

Les mesures de température au sein de l'échantillon sont réalisées, sur le dispositif expérimental de la figure 3.1, à partir d'une technique de thermométrie par fluorescence [61, 67] en

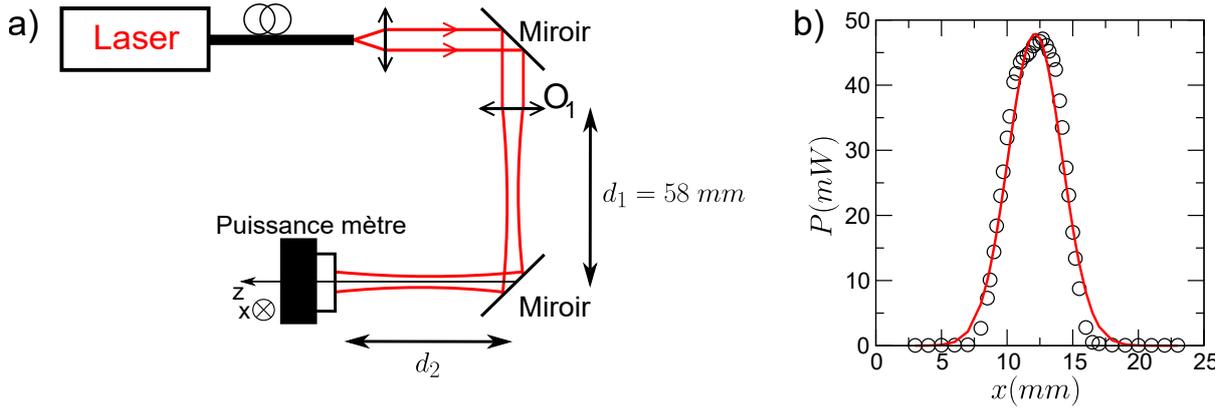


Figure 3.2: (a) Schéma illustrant la mesure du profil du faisceau laser infrarouge. (b) Profil expérimental du faisceau infrarouge obtenu pour  $d_2 = 44$  mm. Ce profil est ajusté par une gaussienne.

utilisant un autre objectif de microscope  $O_2$  (OLYMPUS, 2.5X,  $NA = 0.08$ ) pour la visualisation. Nous nous sommes servis de rhodamine-B (RhB)(SIGMA-ALDRICH,  $c = 50$  mg/L,  $\lambda_{abs} = 555$  nm) dans une solution tampon (HEPES,  $c = 50$  mg/L) comme colorant thermosensible. La calibration de la RhB a été réalisée dans un échantillon confiné entre deux lames de verre. Celles-ci sont thermalisées en plaçant sur la lame supérieure une circulation d'eau contrôlée en température. Nous nous sommes servis d'une thermistance pour mesurer la température dans l'échantillon. Pour une température donnée, l'intensité de fluorescence de la RhB est mesurée en moyennant 20 images successives prises à 25 fps. Cette méthode implique que la température mesurée à partir de l'intensité de fluorescence est en réalité intégrée sur l'épaisseur de l'échantillon. Afin de minimiser l'effet de photo-blanchiment, l'échantillon n'est exposé que pendant le temps de l'acquisition des images. L'intensité de fluorescence normalisée,  $I(T)/I(T_0)$ , est tracée sur la figure 3.3b). Pour une meilleure calibration, la courbe est ajustée par un polynôme de degré 3 :

$$T(r) = -66.8 \left( \frac{I}{I_0} \right)^3 + 154.7 \left( \frac{I}{I_0} \right)^2 - 173.7 \left( \frac{I}{I_0} \right) + 105.3 \quad (3.5)$$

où  $I$  est l'intensité de fluorescence à la température  $T$  et  $I_0$  l'intensité de fluorescence à la température  $T = 20^\circ C$ . Ce comportement est proche du comportement linéaire de pente  $-0.5^\circ C/\%$  [67]. Pour confirmer les mesures de température déduites de l'intensité de fluorescence de la RhB, nous avons réalisé des mesures en utilisant un thermocouple miniaturisé (OMEGA, type K, diamètre  $\sim 50$   $\mu m$ ) dans une solution d'eau Millipore (sans RhB). En raison de la fragilité du thermocouple, celui-ci est fixé dans l'échantillon tandis que le laser est mobile, comme décrit sur la figure 3.4a) où nous avons utilisé de la RhB pour illustrer le propos étant donné que la fluorescence de la RhB permet une meilleure détection du faisceau. Les figures 3.4b) et 3.4c) comparent la distribution de température obtenue à partir du thermocouple avec celle déduite de la fluorescence de la RhB, respectivement pour  $H_1 = 310$   $\mu m$  et  $H_1 = 480$   $\mu m$ . Ces courbes montrent une très bonne superposition avec une faible déviation sur les ailes pour les deux types de mesures permettant de valider les mesures de température qui seront présentées dans le chapitre suivant. De plus, le bon accord entre ces deux méthodes de mesure du champ de température montre que l'effet Soret, c'est-à-dire les effets de thermophorèse dans la solution de RhB due au chauffage laser [68], peut être négligé.

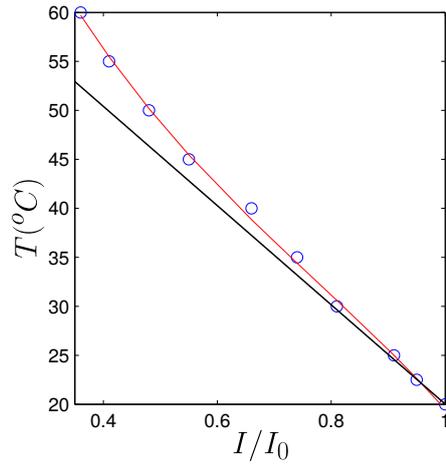


Figure 3.3: Courbe de calibration de la température, avec la rhodamine-B, en fonction de l'intensité de fluorescence (symboles) ajustée par un polynôme d'ordre 3 (rouge). En noir est représentée l'approximation du comportement linéaire attendu proche de la température de la pièce d'expérience avec une pente de  $-0.5^{\circ}\text{C}/\%$ .

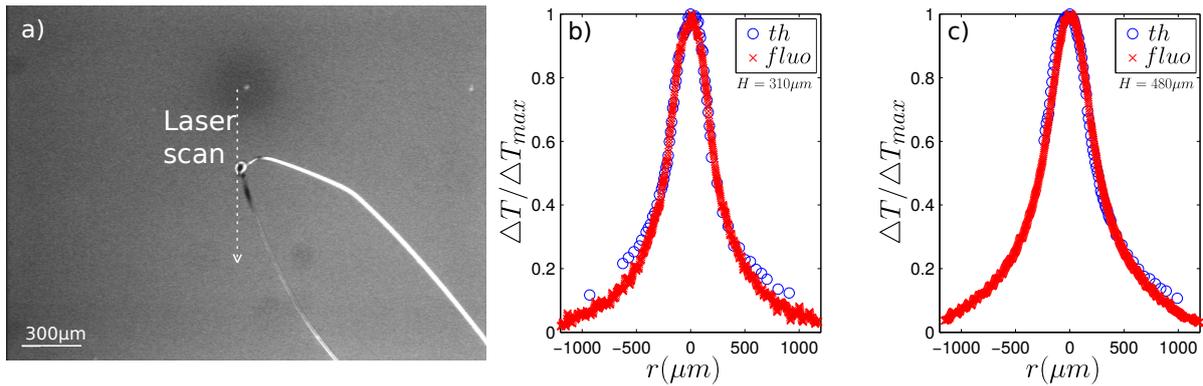


Figure 3.4: a) Image du thermocouple miniaturisé (th) utilisé pour les mesures. (b,c) Comparaison de la distribution de température déduite de la fluorescence (fluo) et du thermocouple (th) pour  $H_1 = 310 \mu\text{m}$  (b) et  $H_1 = 480 \mu\text{m}$  (c).

### 3. Mesure de vitesse et description de la PIV

#### a. Déroulement d'une mesure

Pour mesurer les vitesses des écoulements induits par l'absorption d'une onde laser, nous avons implémenté une méthode d'imagerie appelée *Particule Image Velocimetry* (PIV). Pour commencer, l'échantillon utilisé est constitué d'eau millipore et de billes fluorescentes en latex (POLYSCIENCES, Fluoresbrite Plain YG 1.0 Microns Microspheres 9003-53-6). Ces billes, diluées à la concentration massique  $\Phi = 0.5\%wt$  servent de traceurs dans la mesure du champ de vitesse des écoulements induits ; leur taille de  $1 \mu\text{m}$  est suffisamment petite devant les dimensions de l'échantillon pour ne pas perturber les écoulements induits. Lors de l'acquisition nous adoptons le point de vue eulérien, c'est-à-dire que nous observons des populations de billes traversant une région donnée de l'échantillon. Ainsi, en changeant le point d'observation, nous avons accès à la vitesse sur l'ensemble de l'échantillon. La mesure

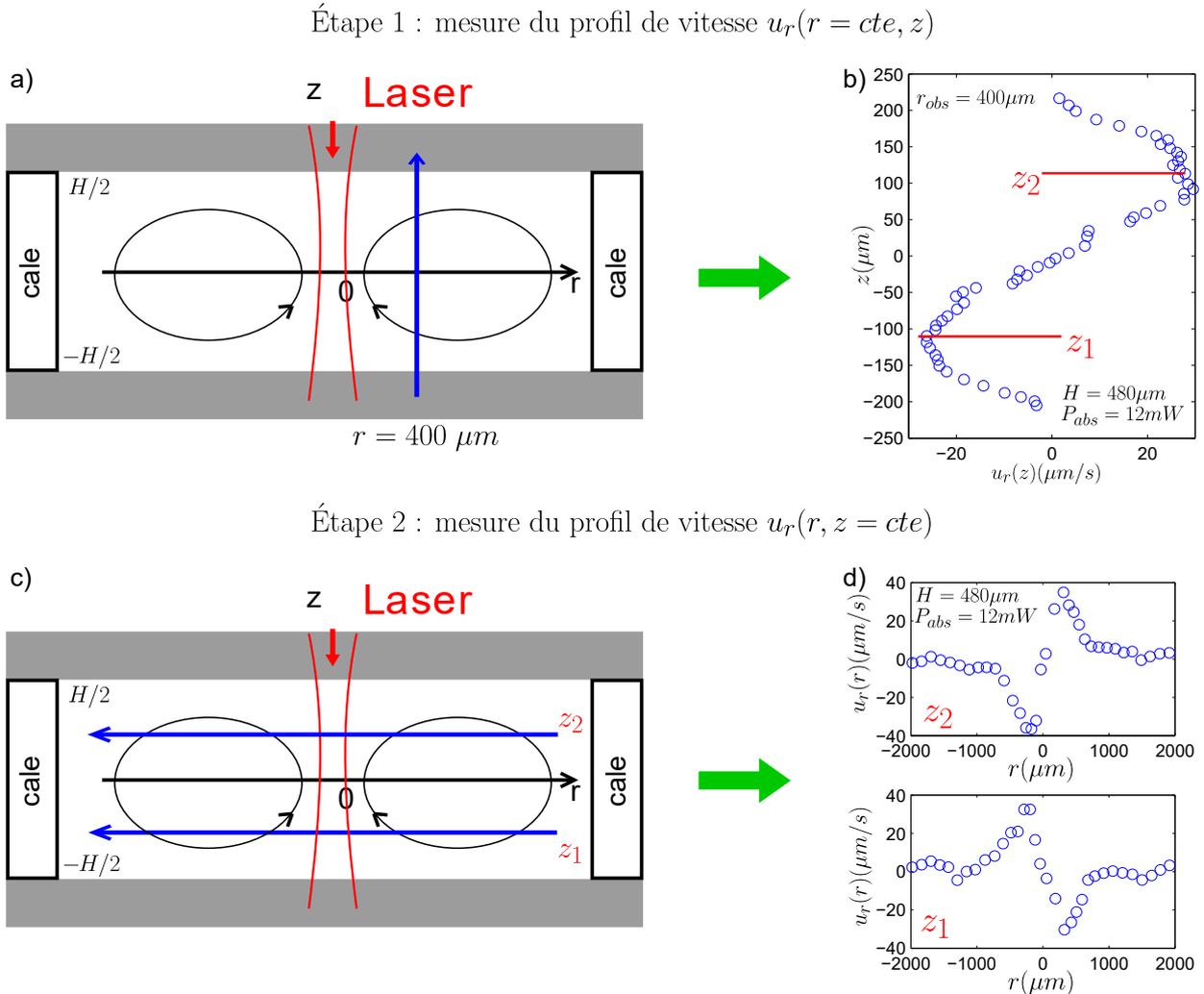


Figure 3.5: Représentation schématique du déroulement d'une mesure de vitesse. Dans un premier temps, nous effectuons une mesure du profil de vitesse à  $r$  fixé ( $r = 400 \mu\text{m}$ ) (flèches bleu) sur (a). De ce profil, nous en déduisons les altitudes  $z_1$  et  $z_2$  pour lesquelles la vitesse est maximale (b). Enfin, nous réalisons l'acquisition du profil de vitesse  $u_r(r, z = cte)$  pour  $z = z_1$  et  $z = z_2$  (c-d).

se déroule suivant deux étapes, illustrées par la figure 3.5. Dans un premier temps, nous effectuons une mesure du profil de vitesse  $u_r(r = cte, z)$  à  $r$  fixe, ici  $r = 400 \mu\text{m}$ . La position de l'objectif de microscope  $O_2$  est contrôlée par un moteur permettant un déplacement au micromètre. De cette mesure nous obtenons le profil de vitesse  $u_r(z)$  à partir duquel nous en déduisons les altitudes  $z_1$  et  $z_2$  pour lesquelles la vitesse est maximale. Dans un second temps, nous réalisons la mesure des profils de vitesse  $u_r(r, z = z_1)$  et  $u_r(r, z = z_2)$ . Pour une plus grande précision, l'échantillon et les optiques en amont (miroir et l'objectif  $O_1$ ) sont placés sur une platine motorisée qui se déplace en bloc par rapport au microscope afin de ne pas changer la position de l'excitation. L'acquisition des profils de vitesses est entièrement pilotée à partir d'un programme MATLAB. Pour que les mesures de vitesses soient optimisées, nous avons mis en place une routine de pas dynamique. Ainsi, les maxima des profils sont définis avec précision (au micromètre près).

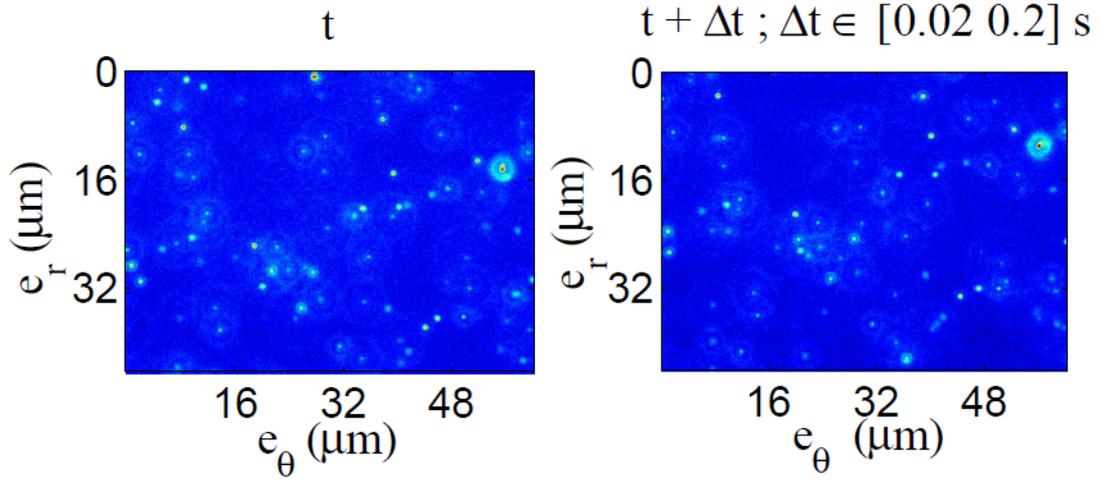


Figure 3.6: Acquisition d'un couple d'images à partir duquel est calculée la corrélation croisée. Ce calcul donne le déplacement globale de l'image de droite par rapport à celle de gauche. Connaissant l'intervalle de temps entre les deux images, nous avons la vitesse moyenne sur l'image.

### b. Description de la PIV

Dans cette partie, nous allons détailler la technique de PIV que nous avons implémentée. Elle est bâtie sur une corrélation croisée FFT inspirée des articles de Keane [69–71]. Comme il s'agit d'une corrélation croisée, il est nécessaire de faire l'acquisition d'un couple d'images séparées par un temps  $\Delta t_1$  ( $\Delta t_1 \sim 1/25$ ). Cet intervalle de temps est choisi de telle sorte que la population de traceurs présente sur l'image 1 soit encore présente sur l'image 2. Les traceurs sont caractérisés par un profil d'intensité ayant une largeur fixe (le diamètre de fluorescence des billes). Cela nous permet de sélectionner uniquement les traceurs qui sont dans le plan de visualisation de l'objectif  $O_2$ . Une fois cette sélection faite, nous prenons la transformée de Fourier du couple d'images afin de calculer la corrélation sur ce couple. Ce calcul permet de remonter au déplacement de l'image 2 par rapport à l'image 1, comme représenté sur la figure 3.6. Ainsi, en faisant le rapport de ce déplacement par  $\Delta t_1$ , nous en déduisons la vitesse moyenne. Pour diminuer le temps de calcul, la FFT est appliquée sur quatre sous parties plutôt que sur l'image entière. Donc, pour augmenter la précision sur la mesure de vitesse, cette procédure est réalisée sur huit couples d'images. Chaque couple d'images est séparé par un temps  $\Delta t_2 > \Delta t_1$  ( $\Delta t_2 \sim 10\Delta t_1$ ) choisi de telle sorte que la population de traceurs soit entièrement renouvelée sur l'ensemble de l'image. Toute cette procédure permet d'avoir une mesure de la vitesse en un plan donné et doit donc être répétée pour différentes positions par rapport au laser.

## 4. Précision de la mesure

Notre technique de mesure étant entièrement codée à la main, nous avons dû la valider. Nous nous sommes intéressés à un écoulement de Poiseuille dans un microcanal rectangulaire avec un petit rapport d'aspect (épaisseur  $h = 600 \mu m$ , largeur  $w = 7.5 mm$  et de longueur  $L = 10 cm$ ) représenté sur la figure 3.7. Nous avons réalisé des mesures de vitesse en faisant varier le débit  $Q$  et comparé le résultat à la loi de Poiseuille. Le microcanal a été choisi afin d'avoir un petit rapport d'aspect,  $h/w \simeq 7.10^{-2}$ , et ainsi pouvoir utiliser la loi parabolique

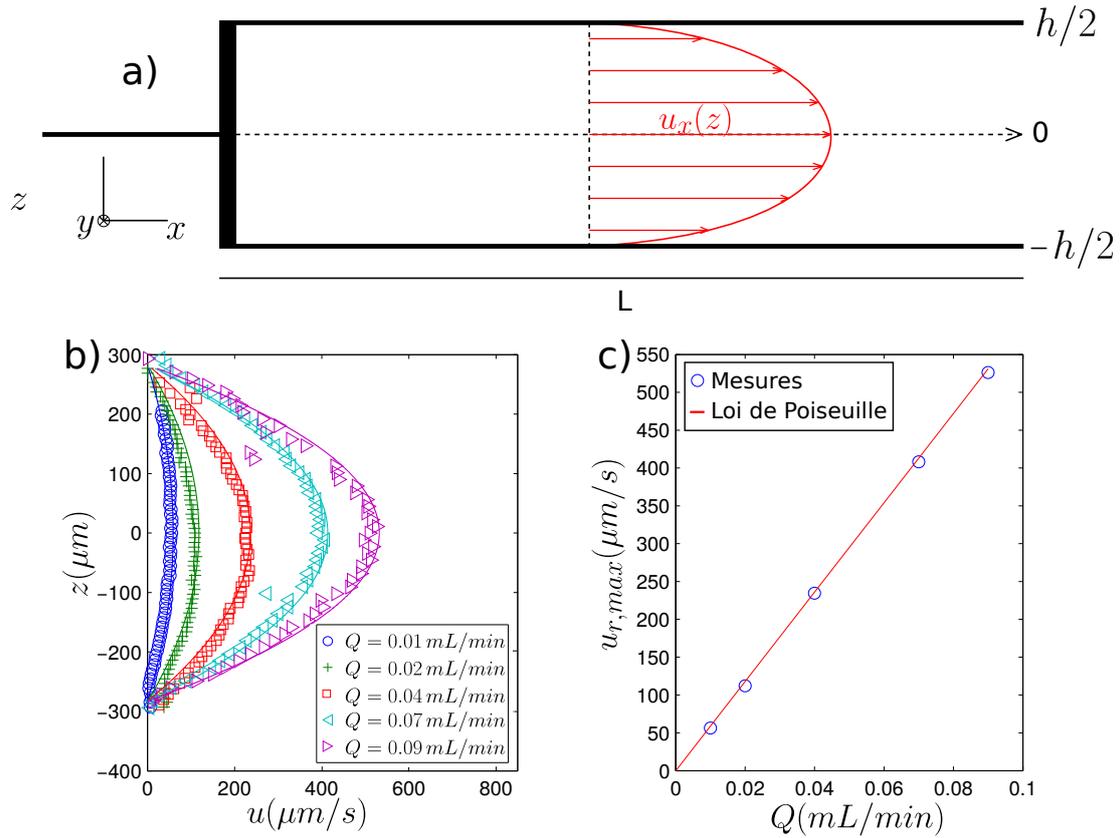


Figure 3.7: (a) Schéma du microcanal (épaisseur  $h = 600 \mu\text{m}$ , largeur  $w = 7.5 \text{ mm}$  et de longueur  $L = 10 \text{ cm}$ ) utilisé pour la validation notre méthode de PIV. (b) Comparaison entre les mesures de vitesse (symboles) et le profil parabolique de Poiseuille (lignes) pour plusieurs débits. (c) Variation du maximum de vitesse expérimental (symboles) en fonction du débit comparé à la loi de Poiseuille (ligne).

de Poiseuille entre deux parois solides :

$$u = \frac{h^2}{2\eta_1} \frac{\partial p}{\partial x} \left( \frac{1}{4} - \left( \frac{z}{h} \right)^2 \right)^2 \quad (3.6)$$

Dans cette approximation, le débit est exprimé de la façon suivante :

$$Q = \iint u_x(z) dy dz = \frac{wh^3}{12\eta_1} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \quad (3.7)$$

Nous pouvons ainsi réécrire la vitesse en fonction du débit :

$$u = 6 \frac{Q}{wh} \left( \frac{1}{4} - \left( \frac{z}{h} \right)^2 \right)^2 \quad (3.8)$$

La figure 3.7b) montre un très bon accord entre les expériences et les profils théoriques, qui sont calculés sans aucun paramètre ajustable. Ensuite, nous avons tracé sur la figure 3.7c) l'évolution de la vitesse maximale en fonction du débit. Nous constatons qu'il n'y a pas de déviation entre les points expérimentaux et la loi de Poiseuille, ce qui montre que la vitesse est mesurable avec précision (à  $0.5 \mu\text{m}$  près). La méthode de PIV que nous avons implémentée

est donc validée.

Lorsqu'on laisse évoluer les particules en solution sans chauffage laser, les particules sont soumises au mouvement brownien. Les mesures de vitesse dans ce cas donnent une vitesse moyenne de  $4 \mu\text{m/s}$ . Cela induit une erreur d'environ 20% pour une vitesse  $u = 20 \mu\text{m/s}$ , et descend à 4% pour une vitesse  $u = 100 \mu\text{m/s}$ .

## II Mesure de déformation d'interface liquide/liquide

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le chauffage laser pouvait déformer l'interface entre deux liquides par effet thermocapillaire. Nous allons présenter dans cette partie les montages expérimentaux et le fluide utilisé pour mesurer les déformations d'interface et la tension interfaciale de notre système.

### 1. Montage expérimental

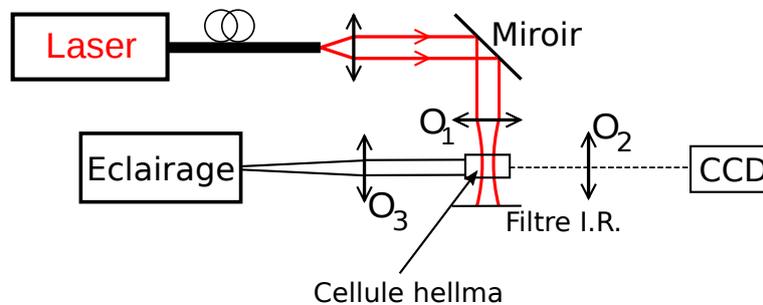


Figure 3.8: Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour la visualisation des déformations d'interface liquide/liquide. Le faisceau a le même trajet optique et les mêmes propriétés que précédemment. Dans cette configuration, l'éclairage, issu d'une fibre optique se fait sur le côté de la cellule Hellma. L'acquisition des images est faite avec une caméra CCD ou CMOS en fonction de la qualité recherchée.

Pour mesurer les déformations d'interface induites par l'absorption du faisceau infrarouge, nous avons dû modifier le montage expérimental présenté sur la figure 3.1. En effet, l'interface étant horizontale, la visualisation doit se faire sur le côté comme le montre la figure 3.8. Les caractéristiques du faisceau infrarouge et la partie optique en amont de la cellule Hellma sont identiques à celles présentées dans la section I.1. L'échantillon est éclairé en lumière blanche par une fibre optique. L'objectif  $O_3$  permet d'avoir un éclairage homogène sur l'ensemble de l'épaisseur de l'échantillon. La visualisation de l'interface est faite avec une caméra CCD ou CMOS et un objectif de microscope  $O_2$ . Le grossissement de l'objectif  $O_2$  est choisi pour visualiser la totalité de la déformation.

### 2. Phases de Winsor et remplissage des cellules

Pour étudier les déformations d'interface, le système fluide doit combiner deux propriétés essentielles. D'une part, il doit être composé d'une phase supérieure transparente afin que le faisceau atteigne l'interface sans être absorbé. D'autre part le système doit avoir une très faible tension interfaciale afin d'obtenir une interface plane à l'équilibre. Les phases de Winsor, décrites par P. A. Winsor dans les années 1940 [72], sont d'excellentes candidates pour nos expériences. Ce système est un mélange de saumure (eau salée), d'un surfactant

(ici l'AOT) et d'un alcane. L'AOT étant un surfactant ionique, la variation de la salinité dans le mélange modifie ses propriétés. Il apparaît ainsi différents équilibres. Pour une faible salinité le mélange, en équilibre de Winsor I, est diphasique. Dans ce cas, la phase la plus dense est une microémulsion constituée de micelles d'huile dans de l'eau et elle est surmontée d'une phase en excès d'alcane. Ensuite, lorsque la concentration en sel est élevée, le système est en équilibre dit de Winsor II. Le système est alors constitué d'une phase en excès de saumure surmontée d'une microémulsion de saumure dans l'alcane. Pour finir, il existe une autre configuration appelée équilibre de Winsor III. Cet équilibre apparaît pour des concentrations en sel intermédiaires et est constitué de trois phases. La phase centrale est riche en AOT et elle est encadrée par une phase en excès de saumure et une autre en excès d'alcane. Ces trois équilibres sont illustrés par la figure 3.9. Ce sont les échantillons en équilibre de Winsor III qui possèdent la tension interfaciale la plus basse ( $\gamma \sim 10^{-6} N/m$ ) [73–77]. De plus, plus la chaîne de l'alcane est courte, plus la tension interfaciale est faible. Nous avons utilisé pour nos expériences du n-heptane. La concentration en sel (ici NaCl) est choisie de sorte à obtenir des échantillons en équilibre de Winsor III.

La phase intermédiaire, riche en tensioactif, est une phase lamellaire, appelée  $L_\alpha$  contenant presque autant d'heptane que d'eau. Sa grande concentration en surfactant a pour conséquence d'organiser cette phase en lamelles lui conférant ainsi des propriétés de biréfringence. Pour réaliser les expériences, nous devons extraire cette phase. Cependant il est très difficile de l'extraire complètement. Nous avons donc utilisé un protocole expérimental permettant l'extraction des phases en excès. Nous commençons par extraire à l'aide d'une seringue l'heptane (phase du haut) que nous mettons dans un récipient. Ensuite, avec une autre seringue, nous extrayons la saumure (phase du bas) que nous plaçons dans un autre récipient. Ainsi, nous pouvons remplir des cellules Hellma d'épaisseur constante  $e = 1 \text{ mm}$ . Nous remplissons la cellule avec le volume adéquat de saumure et d'heptane afin d'obtenir le rapport d'épaisseur  $H_1/H_2$  souhaité. Ce protocole est illustré par la figure 3.10.

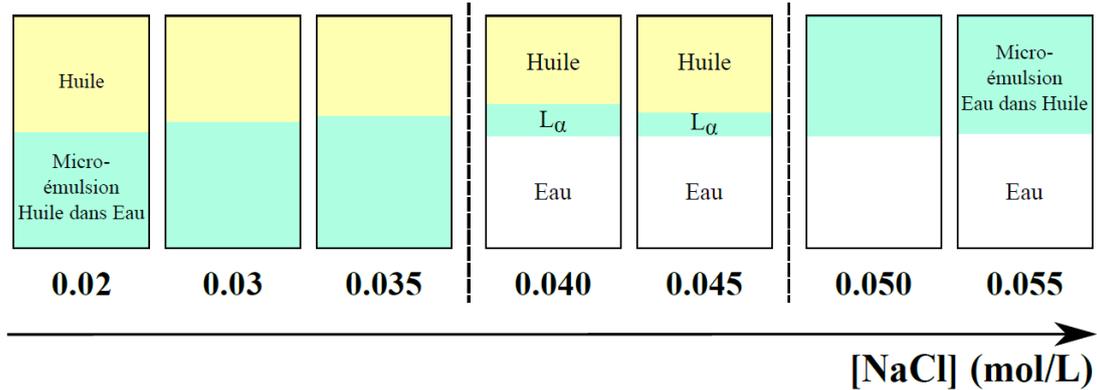
### 3. Mesure de la tension interfaciale

#### a. Montage expérimental

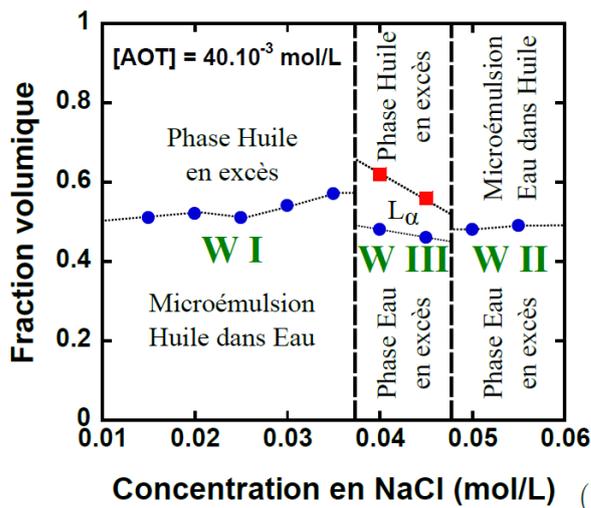
Pour mesurer la tension interfaciale des échantillons, nous avons dû changer de longueur d'onde. En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que la tension interfaciale est dépendante de la température. Donc si nous conservons le faisceau infrarouge, son absorption par la phase aqueuse modifie les propriétés thermodynamiques locales. Nous nous sommes donc servis d'un laser continu  $Nd^{3+}-YAG$  (Grenat d'Yttrium-Aluminium dopé au Néodyme) doublé en fréquence afin d'avoir une longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$  (COHERENT, Verdi-V5). Les phases de Winsor étant transparentes à cette longueur d'onde, les effets thermiques sont totalement négligeables. Le montage est présenté sur la figure 3.11. Les optiques en amont de l'échantillon servent à guider le faisceau et à conserver une polarisation linéaire. Le prisme  $P_1$  ainsi que la lentille convergente (de distance focale  $f' = 800 \text{ mm}$ ) permettent quant à eux de modifier la largeur du faisceau au col en sortie de l'objectif  $O_2$ . Nos mesures ont été faites pour quatre valeurs de  $\omega_0$  :  $2.98 \mu\text{m}$ ,  $3.89 \mu\text{m}$ ,  $5.53 \mu\text{m}$  et  $7.48 \mu\text{m}$ . Ce montage a été mis au point par J. Petit durant sa thèse [78].

#### b. Rappels sur la pression de radiation et méthode de mesure

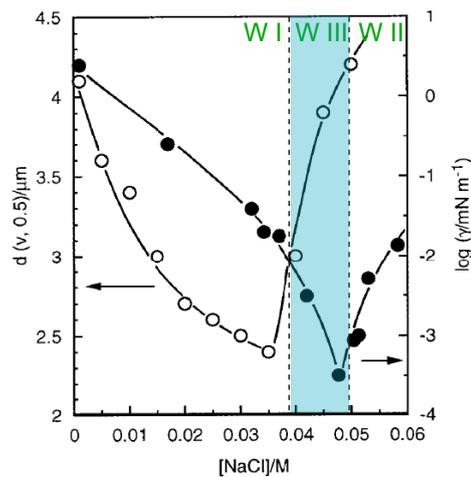
Le faisceau laser est focalisé au niveau de l'interface séparant les deux fluides. Sous l'action du faisceau, l'interface se déforme comme illustré sur la figure 3.12. L'heptane et la saumure étant



(a)



(b)



(c)

Figure 3.9: a) Illustration des différents équilibres de Winsor. b) Diagramme de phase expérimental représentant les fractions volumiques en fonction de la concentration en sel [78]. c) Variation du diamètre moyen en volume de la microémulsion saumure dans heptane (symboles creux) et de la tension interfaciale (symboles pleins) avec la concentration en sel [77].

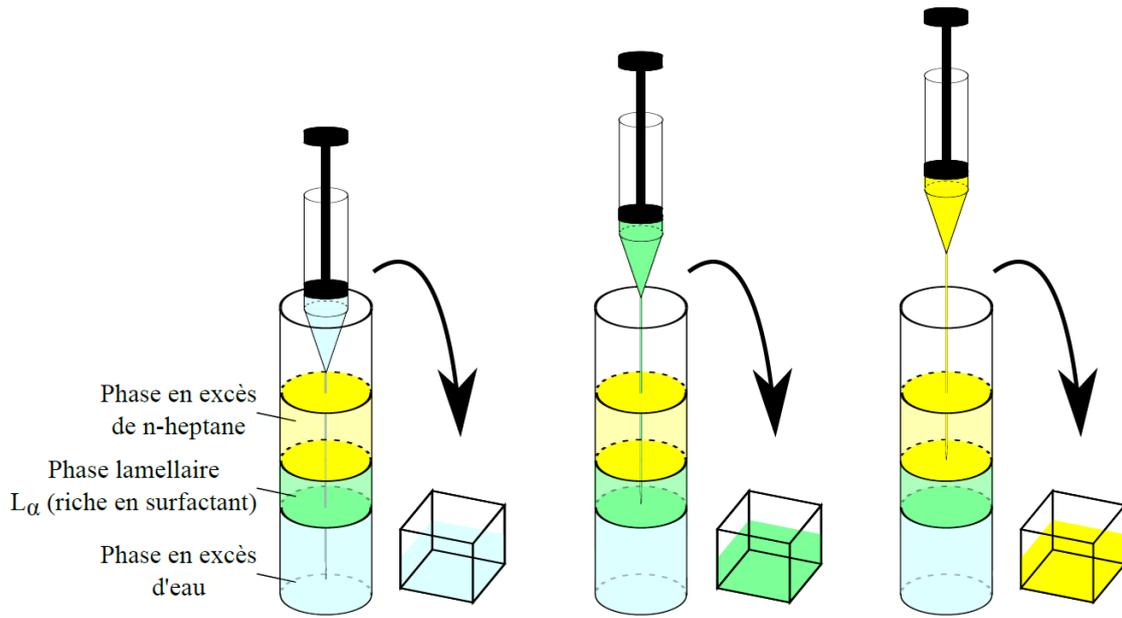


Figure 3.10: Représentation schématique du protocole expérimental permettant d'extraire les phases de saumure et d'heptane.

transparents à la longueur d'onde utilisée, le mécanisme de déformation n'est pas thermique mais mécanique. En effet, le système étudié présente une discontinuité d'indice de réfraction à l'interface. Or la quantité de mouvement des photons constituant le faisceau dépend de l'indice du milieu traversé. Ainsi la quantité de mouvement des photons ne se conserve pas lorsque le faisceau traverse l'interface. Cette différence de quantité de mouvement induit une force sur l'interface, schématisée sur la figure 3.12. Cette force, appelée pression de radiation, est responsable de la déformation de l'interface et s'exerce toujours du milieu d'indice le plus réfringent vers le moins réfringent ( $n_1 < n_2$ ). L'expression de la pression de radiation, pour un faisceau incident normal à l'interface, est la suivante :

$$\Pi_{rad} = \frac{n_2}{c} \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \frac{4P}{\pi\omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (3.9)$$

Les déformations d'interface induites par la pression de radiation ont été étudiées par A. Casner [79] et J. Petit [78] pendant leurs travaux de thèse. Nous nous intéressons au régime linéaire de déformation étudié et modélisé par A. Casner [79]. L'évolution linéaire de l'amplitude de déformation sur l'axe du faisceau et en régime de petites déformation ( $h/\omega_0 \ll 1$ ) peut s'écrire en fonction du nombre de Bond  $Bo = \frac{(\rho_1 - \rho_2)g\omega_0^2}{\gamma_0}$  qui dépend de la tension interfaciale :

$$h(r=0) = \frac{2n_2}{c} \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \frac{I}{(\rho_1 - \rho_2)g} \exp\left(\frac{Bo}{8}\right) E_1\left(\frac{Bo}{8}\right) \quad (3.10)$$

Ainsi la méthode de mesure est indirecte. Dans un premier temps, nous devons mesurer la hauteur maximale de déformation en fonction de la puissance incidente pour plusieurs valeurs de  $\omega_0$ . Ensuite, nous devons faire un ajustement de  $h(P)$  avec l'équation 3.10. Cet ajustement a pour unique paramètre libre le nombre de Bond. Nous avons donc un nombre de Bond par largeur de faisceau au col. Enfin, il suffit de faire un ajustement linéaire sur la fonction  $Bo = f(\omega_0^2)$  pour obtenir la valeur de la tension interfaciale.

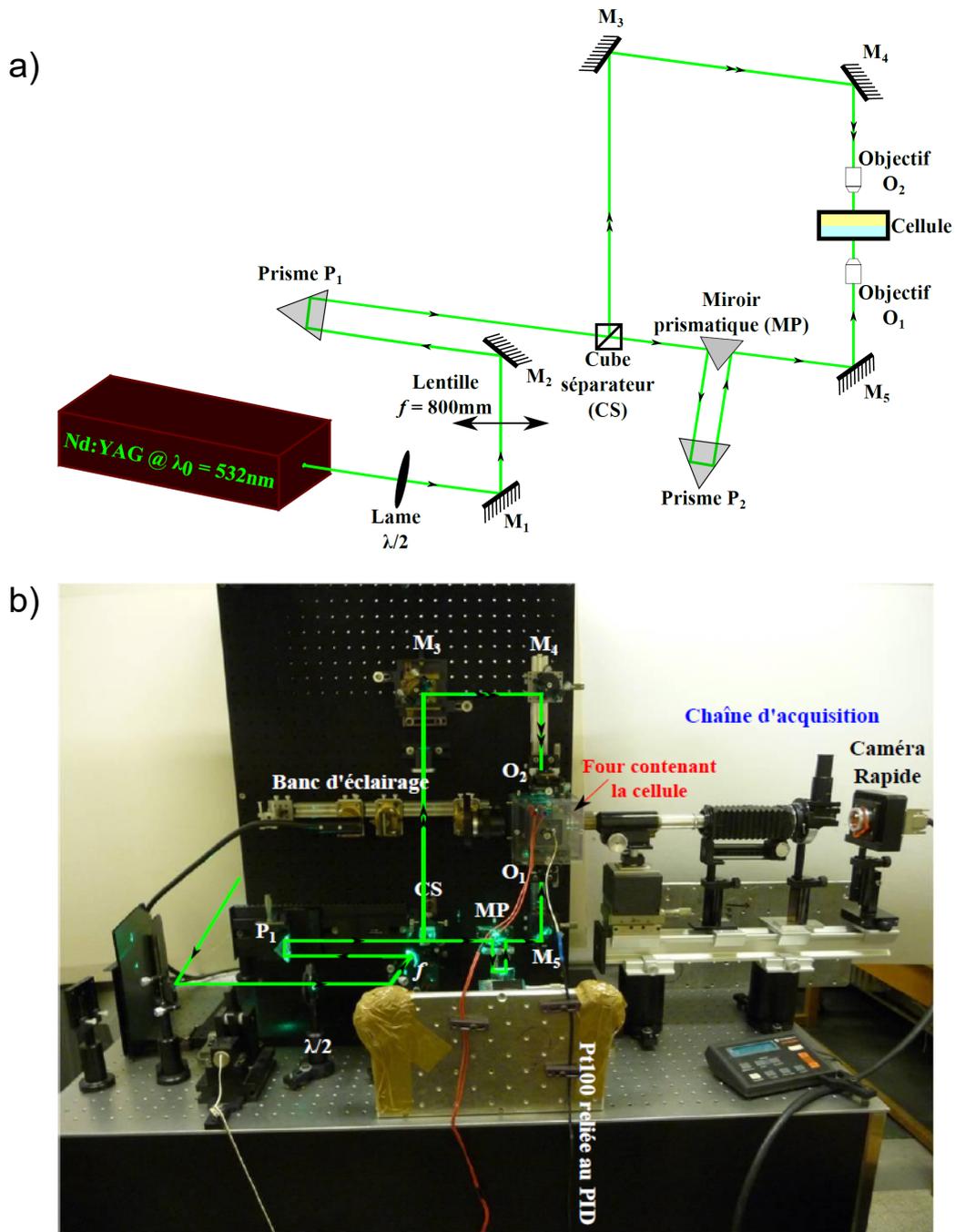


Figure 3.11: (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé pour mesurer la tension de surface.(b) Photographie du montage illustrant le système d'éclairage et d'acquisition. Le trajet optique est symbolisé par la ligne verte.

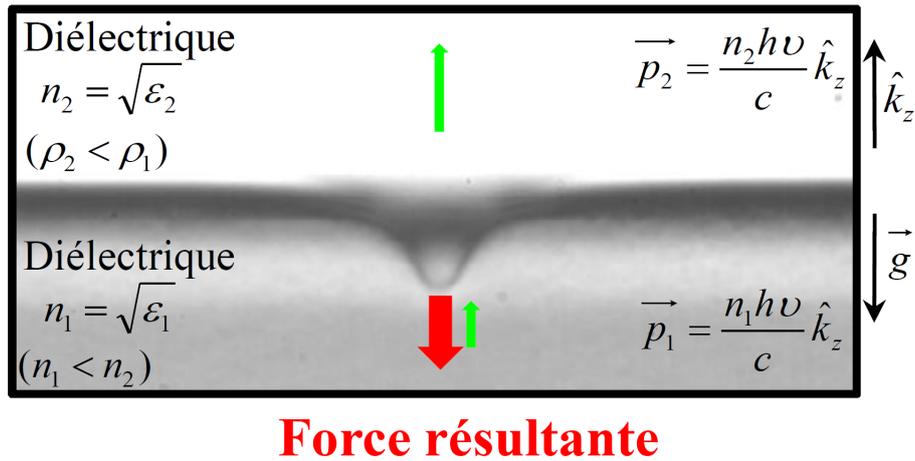


Figure 3.12: Représentation schématique de la force résultant du saut de quantité de mouvement du faisceau lorsqu'il traverse l'interface.

### c. Résultats

La figure 3.13 montre les résultats que nous avons obtenus. Sur la figure 3.13a), nous avons tracé la variation de la hauteur maximale de déformation,  $h_{max}$ , en fonction de la puissance,  $P$ . Ces courbes sont ajustées avec l'équation 3.10 afin d'obtenir un nombre de Bond pour chaque  $\omega_0$  utilisé. Ensuite nous avons tracé sur la figure 3.13b) les différentes valeurs du nombre de Bond obtenues en fonction de  $\omega_0^2$ . Un ajustement linéaire sur cette courbe permet d'obtenir la valeur de la tension interfaciale :

$$Bo = \frac{(\rho_1 - \rho_2)g}{\gamma_0} \omega_0^2 \Rightarrow \gamma_0 = (5.4 \pm 0.5)10^{-5} N/m \quad (3.11)$$

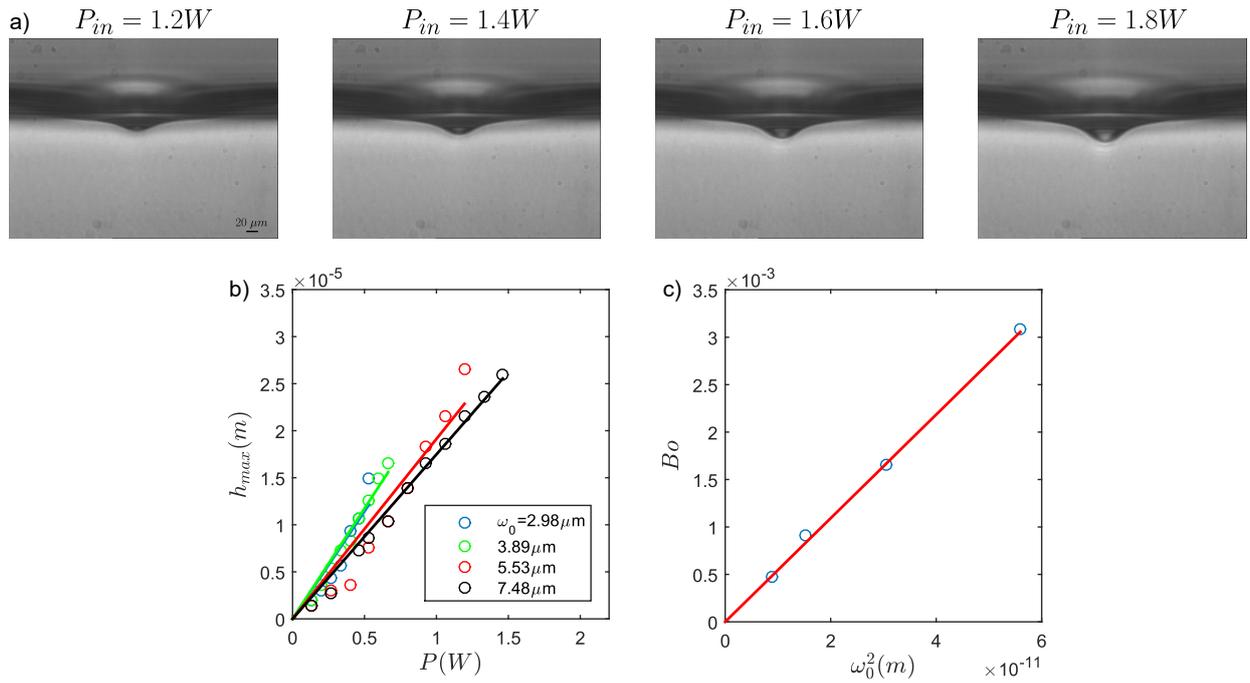


Figure 3.13: (a) Séquence d'image montrant la déformation de l'interface saumure/heptane induite par la pression de radiation. La largeur au col du faisceau est de  $\omega_0 = 5.53 \mu m$ . (b) Mesure de la hauteur maximale de déformation  $h_{max}$ , induite par la pression de radiation, en fonction de la puissance  $P$ . Ces mesures ont été réalisées pour 4 valeur de largeur de faisceau et col ( $\omega_0$  :  $2.98 \mu m$ ,  $3.89 \mu m$ ,  $5.53 \mu m$  et  $7.48 \mu m$ ) et ajustées par l'équation 3.10. Cet ajustement permet d'obtenir une valeur du nombre de Bond pour chaque  $\omega_0$ . (c) Variation du nombre de Bond, obtenue par la figure a), en fonction de  $\omega_0^2$ . L'ajustement linéaire permet d'obtenir la valeur de la tension interfaciale  $\gamma_0 = (5.4 \pm 0.5)10^{-5} N/m$ .

## Chapitre 4

# Convection libre induite par laser dans un fluide confiné

### I Description du système physique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'absorption de l'onde laser continue par le fluide provoque un échauffement local de la couche de liquide. Il apparaît donc un gradient de masse volumique qui met en mouvement le fluide. La conservation de la masse et la taille finie du système imposent la génération de rouleaux de convection. Le système, représenté sur la figure 4.1, étant composé d'une fine couche de liquide confiné entre deux lames de verres, les effets d'interface sont absents du problème. Ce chapitre est dédié à l'étude de ces écoulements, expérimentalement et numériquement, pour trois épaisseurs :  $H = 185 \mu m$ ,  $H = 310 \mu m$  et  $H = 480 \mu m$ . Dans une première partie, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques du champ de température et à son évolution en fonction de l'épaisseur de la puissance absorbée. Ensuite, nous avons étudié les écoulements expérimentalement et numériquement. Les profils expérimentaux ont été obtenus grâce à la technique de PIV présentée dans le chapitre précédent. Les simulations numériques, présentées dans le chapitre 2, ont été adaptées au cas d'un système à un fluide (en imposant une viscosité très grande du fluide 2 de sorte à modéliser un solide). L'utilisation de l'outil numérique a non seulement permis de décrire quantitativement les expériences, mais également de mettre en évidence une transition entre deux régimes d'écoulement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon.

#### 1. Forme du champ de température

Dans cette première partie, nous nous sommes intéressés à l'étude du champ de température généré par l'absorption du faisceau infrarouge par la couche de liquide. Nous nous sommes servis de la technique de thermométrie par fluorescence présentée dans le chapitre 3. La température dans le système dépend de la puissance absorbée et donc de la puissance incidente. Celle-ci est calculée à partir de la relation suivante :  $P_{abs} = P_{in}(1 - \exp(-\beta H))$ , où  $P_{in}$  est la puissance incidente et  $\beta = 2354 m^{-1}$  [61] est le coefficient d'absorption de l'eau à  $\lambda_0 = 1480 nm$ . La figure 4.2a) montre la forme caractéristique de la température  $T(r)$ . Ces profils de température sont ajustés par une lorentzienne [60, 61]:

$$T(r) = \frac{\Delta T_{max}}{1 + \left(\frac{r-r_0}{\sigma}\right)^2} + T_0 \quad (4.1)$$

où  $T_0$  est la température de la pièce,  $r_0$  la position du maximum,  $\Delta T_{max} = T(r = 0) - T_0$  est l'élévation de température maximale. De cet ajustement, nous déduisons  $\Delta T_{max}$ ,  $T_0$ ,  $\sigma$

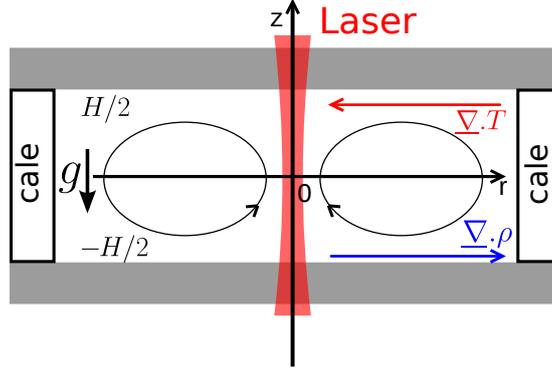


Figure 4.1: Représentation schématique de l'échantillon confiné entre 2 lames de verres, espacées par des cales. Le gradient de température  $\nabla T$  (flèche rouge), dû à l'absorption de l'onde laser continue, induit un gradient de masse volumique  $\nabla \rho$  (flèche bleue). Ce gradient génère des rouleaux de convection (flèche noire).

Épaisseur ( $\mu m$ )	185	310	480
Coefficient ( $^{\circ}C/mW$ )	$1.9 \pm 0.3$	$1.5 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.2$

Table 4.1: Table des coefficients d'élévation de température moyens expérimentaux pour les trois épaisseurs étudiées.

et  $r_0$ . La figure 4.2 montre la précision de cet ajustement. Nous avons ensuite tracé sur la figure 4.2b)  $\Delta T / \Delta T_{max}$  en fonction de  $r - r_0$  pour plusieurs puissances absorbées. Pour  $P_{abs}$  inférieure à  $30 mW$ , la largeur à mi-hauteur  $\sigma$  semble rester constante. Au-dessus de  $30 mW$ ,  $\sigma$  augmente avec  $P_{abs}$ . Nous avons donc tracé sur la figure 4.3 l'évolution de  $\Delta T_{max}$  et de  $\sigma$  avec  $P_{abs}$ . Nous constatons, sur la figure 4.3 que l'évolution de l'élévation maximale de température est linéaire pour les faibles puissances absorbées,  $P_{abs} < 30 mW$ . Au-delà de cette puissance,  $\Delta T_{max}$  commence à saturer en puissance. Afin de mieux visualiser ce comportement linéaire, nous avons tracé sur la figure 4.4 un zoom de la figure 4.3a) pour  $P_{abs} < 30 mW$  pour chacune des épaisseurs étudiées. Grâce à cette figure nous avons déterminé un coefficient d'élévation de température moyen par épaisseur  $c = \Delta T / P_{abs}$ , donné dans le tableau 4.1. Ensuite, la figure 4.3b) montre que la largeur à mi-hauteur  $\sigma$  est constante pour  $P_{abs} < 50 mW$  et augmente de façon non-linéaire pour les puissances supérieures. Ce comportement peut être déduit en estimant l'ordre de grandeur de l'advection et de la diffusion de la température dans l'équation de la chaleur, qui est donnée par :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\underline{u} \cdot \underline{\nabla}) T = \chi_T \nabla^2 T + \frac{\chi_T}{\Lambda} \beta I \quad (4.2)$$

où  $\chi_T = 10^{-7} m^2.s^{-1}$  et  $\Lambda = 0.596 W.m^{-1}.K^{-1}$ ,  $\beta = 2354 m^{-1}$ .  $I(r, z) = \frac{2P_m}{\pi\omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2} - \beta(z - \frac{H}{2})\right)$  est l'intensité du faisceau laser à l'entrée de l'échantillon et  $\omega_0$  la largeur du faisceau au col. La longueur de Rayleigh  $\frac{2n\pi\omega_0^2}{\lambda_0} \sim 600 \mu m$  étant comparable à l'épaisseur de l'échantillon, nous supposons que le faisceau présente un profil cylindrique de rayon constant  $\omega_0 = 10 \mu m$ ;  $n$  est l'indice de réfraction de l'eau. De plus, même si la longueur d'absorption,  $1/\beta = 425 \mu m$ , est de l'ordre de  $H$ , en première approximation nous ne prenons pas en compte l'atténuation axiale de l'intensité du faisceau laser étant donné que nous cherchons à décrire les écoulements dans des couches de liquides minces. Pour finir,

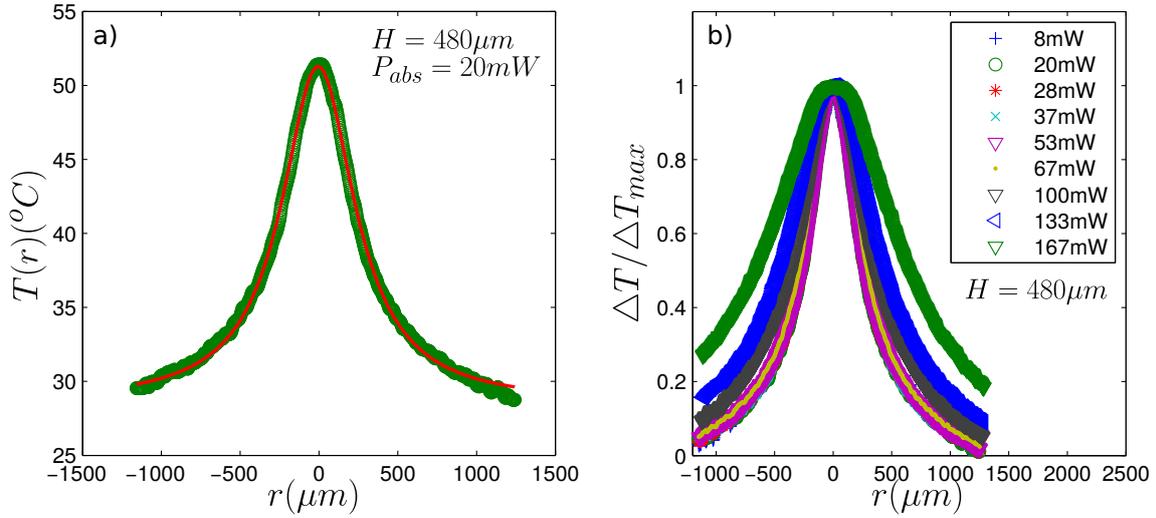


Figure 4.2: a) Exemple de champ de température, ici pour  $H = 480 \mu\text{m}$  et  $P_{abs} = 20 \text{ mW}$ , ajusté par une lorentzienne de demi-largeur à mi-hauteur  $\sigma = 284.4 \mu\text{m}$ . b) Élévation de température  $\Delta T(r)$  normalisée par  $\Delta T_{max}$  pour  $H = 480 \mu\text{m}$  pour une puissance absorbée comprise entre 8 mW et 167 mW.

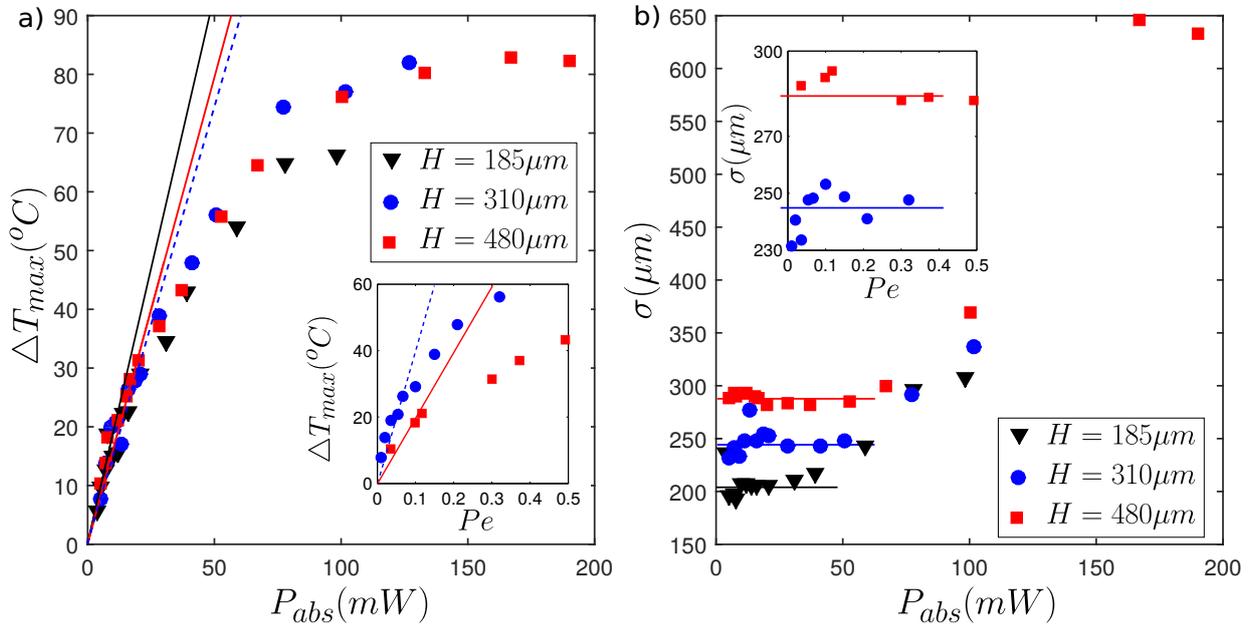


Figure 4.3: Évolution de l'élévation maximale de température  $\Delta T_{max}$  (a) et de la largeur de la distribution de température  $\sigma$  (b) avec  $P_{abs}$ . Les figures en insert représentent la variation de  $\Delta T_{max}$  (a) et de  $\sigma$  (b) en fonction du nombre de Péclet,  $Pe = \frac{\|(\mathbf{u} \cdot \nabla) T\|}{\|\chi_T \nabla^2 T\|} \sim \frac{UH}{\chi_T}$ , pour les épaisseurs  $H = 310 \mu\text{m}$  et  $H = 480 \mu\text{m}$ .

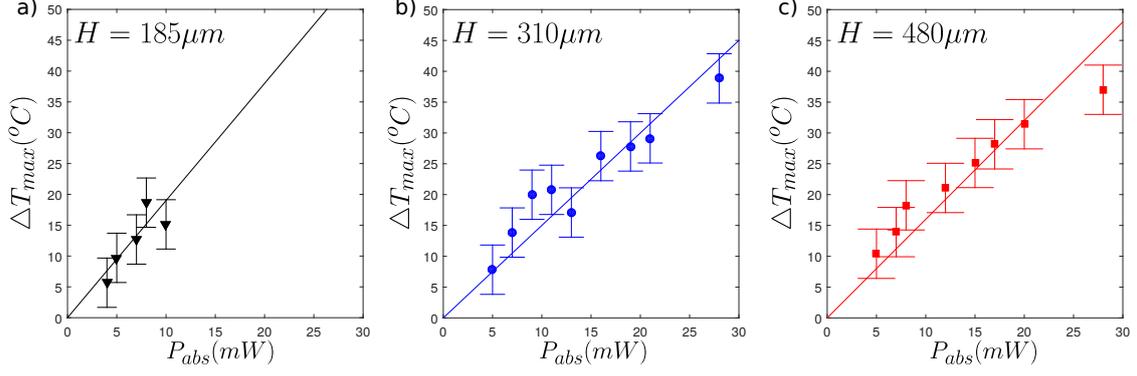


Figure 4.4: Zoom sur la variation de l'élévation maximale de température  $\Delta T_{max}$  avec la puissance absorbée  $P_{abs}$  pour  $H = 185 \mu m$  (a),  $H = 310 \mu m$  (b) et  $H = 480 \mu m$  (c).

comme le temps caractéristique de la diffusion thermique  $\tau_{th} = H^2/\chi_T \sim 1 s$ , un état stationnaire est atteint au bout de quelques secondes. Pour avoir un ordre de grandeur du nombre de Péclet  $Pe = \|(\underline{u} \cdot \nabla) T\| / \|\chi_T \nabla^2 T\| \sim \frac{UH}{\chi_T}$  qui est le rapport entre l'advection et la diffusion de la chaleur, nous avons choisi l'épaisseur  $H$  comme longueur caractéristique et une vitesse caractéristique expérimentale  $U = 20 \mu m \cdot s^{-1}$  pour les faibles puissances ( $P \simeq 10 mW$ ). Nous obtenons  $Pe = 0.09$  pour  $H = 310 \mu m$ . Ce résultat montre que l'advection peut être négligée à faible puissance (ce qui est expérimentalement confirmé par la figure 4.3) suivi d'une transition du régime diffusif vers le régime advectif pour  $Pe \sim 0.1 - 0.2$ .

## 2. Modèle hydrodynamique

Pour décrire les écoulements induits dans un fluide par chauffage laser, nous utilisons l'équation de Stokes et la conservation de la masse en régime stationnaire :

$$\eta_0 \nabla^2 \underline{u} - \nabla p + \Delta \rho(r) \underline{g} = \underline{0} ; \quad \nabla \cdot (\rho(r) \underline{u}) = 0 \quad (4.3)$$

où  $\underline{u}$  est le champ de vitesse,  $p$  le champ de pression,  $\Delta \rho(r) \underline{g} = (\rho(T) - \rho_0) \underline{g}$  le terme source dû au gradient de masse volumique avec  $\rho(T)$  et  $\rho_0$  respectivement la masse volumique à  $T$  et à  $T = 20^\circ C$ ,  $\eta_0 = 10^{-3} Pa \cdot s$  supposée et égale à la viscosité de l'eau à  $T = 20^\circ C$ . Le nombre de Reynolds, défini comme  $Re \sim \rho_0 UH/\eta_0$  est très petit devant 1, où  $H$  et  $U$  sont les mêmes grandeurs caractéristiques définies dans la section précédente. De plus, la variation de la masse volumique  $\Delta \rho = \frac{\partial \rho}{\partial T} \Delta T$  est très petite devant  $\rho_0$ . L'approximation de Boussinesq est donc valable et permet de traiter le fluide comme presque incompressible :  $\nabla \cdot \underline{u} = 0$ . Dans la section précédente, nous avons décrit le champ de température avec une Lorentzienne permettant ainsi d'explicitier le terme source dans l'équation 4.3 :

$$\Delta \rho(r) \underline{g} = \frac{\partial \rho}{\partial T} \Delta T \underline{g} = \frac{\rho_0 \alpha \Delta T_{max}}{1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2} \underline{g} \quad (4.4)$$

où  $\alpha = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P \simeq 2.4 \cdot 10^{-4} K^{-1}$  est le coefficient d'expansion thermique à  $20^\circ C$ . Enfin, nous avons négligé dans l'équation 4.3 la force résultant du transfert de moment du photon vers le fluide lorsque le photon est absorbé [54]. La présente étude est dédiée aux écoulements à grande échelle tandis que l'échelle de longueur associée à cette force, qui est proportionnelle à  $I(r, z)$ , est la largeur du faisceau au col  $\omega_0$  ( $\omega_0 \ll H, \sigma$ ). En combinant l'approximation de

Boussinesq avec l'équation 4.4, nous obtenons les équations suivantes :

$$\eta_0 \nabla^2 \cdot \underline{u} - \nabla p + \frac{\rho_0 \alpha \Delta T_{max}}{1 + \left(\frac{r}{\sigma}\right)^2} \underline{g} = \underline{0} \quad (4.5)$$

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (4.6)$$

Ces équations ont été résolues dans cette configuration dans le chapitre II. Le profil de vitesse est décrit par l'équation 4.7 :

$$u_r(r, z) = \frac{gH^3}{12\eta_0} \frac{d\rho}{dr} \left( -2 \left(\frac{z}{H}\right)^3 - 3 \left(\frac{z}{H}\right)^2 - \left(\frac{z}{H}\right) \right) \quad (4.7)$$

Afin de décrire complètement le champ de vitesse, nous avons réalisé des simulations numériques basées sur la méthode des éléments de frontière également (BEM) décrite dans le chapitre 2. Cette méthode a été adaptée pour un système à un fluide. Nous avons choisi comme longueur caractéristique la largeur à mi-hauteur du champ de température  $\sigma$ . Ainsi, nous avons  $\sigma = 247 \mu m$  ( $H = 310 \mu m$ ) et  $\sigma = 284 \mu m$  ( $H = 480 \mu m$ ), valeurs qui correspondent au régime linéaire (figure 4.3). Pour généraliser la comparaison, nous avons défini une vitesse de référence en équilibrant la contrainte thermogravitaire  $\Delta\rho g = \rho_0 g |\alpha| \Delta T_{max}$  avec la contrainte visqueuse  $\eta_0 u_0 / \omega_0^2$ . Nous extrayons de cet équilibre une vitesse de référence  $u_0 = \frac{g|\alpha|\Delta T_{max}\omega_0^2}{\eta_0}$ . De plus, la dépendance avec  $P_{abs}$  est contenue dans  $\Delta T_{max}$ . En effet, comme nous nous plaçons dans le régime linéaire, la variation maximale de température s'écrit simplement comme  $\Delta T_{max} = cP_{abs}$ . La vitesse de référence devient  $u_0 = \frac{g|\alpha|\omega_0^2}{\eta_0} cP_{abs}$ .

## II Résultats et discussions

Dans cette partie, nous présentons une comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus et es simulations numériques. Ces simulations nous ont permis de calculer la composante  $u_z(r, z)$  inaccessible expérimentalement. Afin de décrire complètement le champ de vitesse et l'évolution de son intensité, nous avons réalisé une étude paramétrique en fonction de l'épaisseur de la couche de fluide.

### 1. Comparaison simulations-expériences

Nous avons présenté sur la figure 4.5 la comparaison entre les expériences et les simulations numériques pour les trois épaisseurs étudiées. Plus précisément, nous avons tracé les profils de vitesse  $u_r(r = cte, z)$  4.5(a-c) et  $u_r(r, z = cte)$  4.5(d-f) normalisés par  $u_0$  en fonction de  $r/H$  et de  $z/H$ . Un bon accord est observé sur la forme des profils expérimentaux et numériques. Plus quantitativement, nous avons tout d'abord déterminé pour chaque profil expérimental la valeur de  $u_0$  donnant le meilleur accord en amplitude avec le profil issu des simulations numériques. Avec ces valeurs, nous avons une procédure permettant une comparaison directe de la valeur moyenne de  $c = \Delta T_{max} / P_{abs}$  obtenue numériquement (table 4.2) avec celle trouvée expérimentalement (table 4.1).

Plus précisément, nous avons tracé sur la figure 4.6 ces valeurs de  $u_0$  en fonction de la puissance absorbée pour  $H = 185 \mu m$  4.6a),  $H = 310 \mu m$  4.6b) et  $H = 480 \mu m$  4.6c). Nous en avons déduit la pente  $u_0 / P_{abs}$  et par extension le coefficient d'élévation de température moyen  $c$  (table 4.2). Pour finir, nous avons tracé la variation de la vitesse maximale en

## II. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

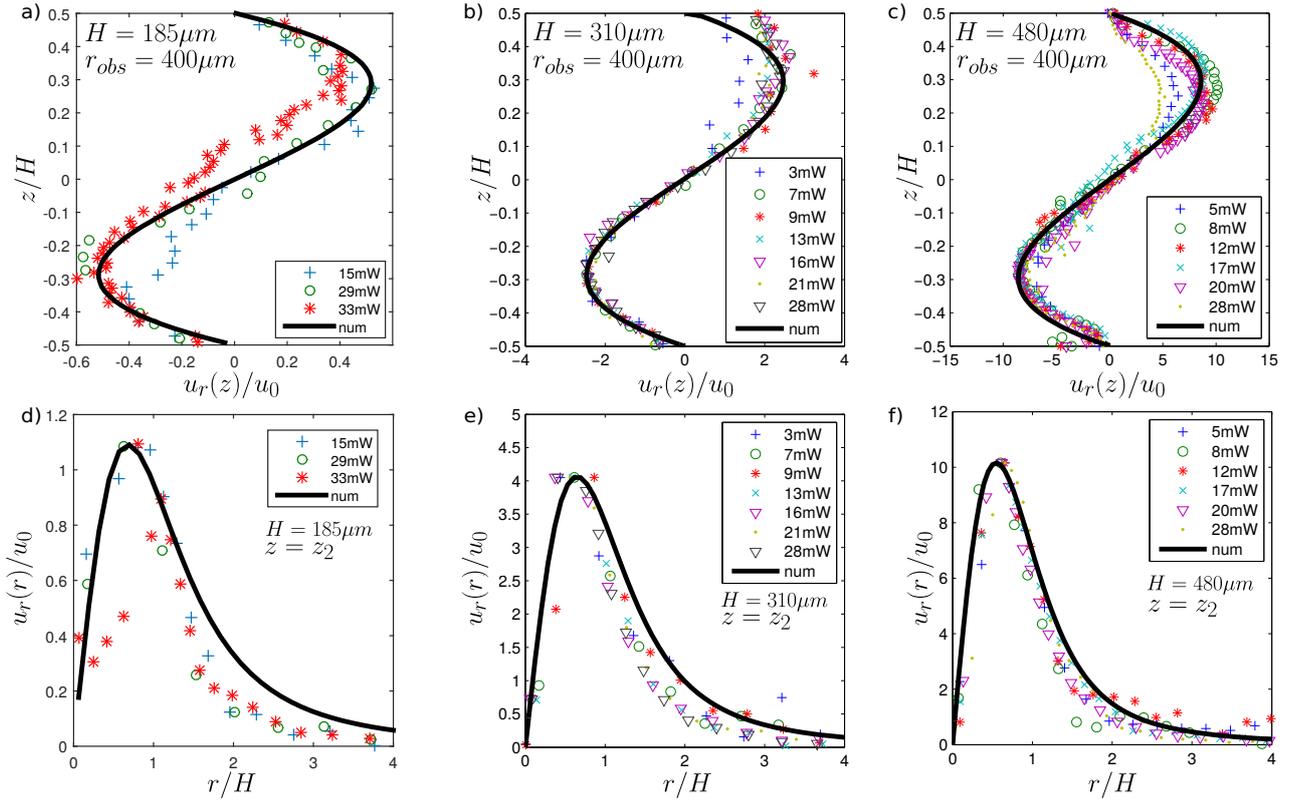


Figure 4.5: Comparaison entre les résultats expérimentaux (symboles) et les simulations numériques (lignes) pour les profils de vitesse  $u_r(r = \text{cte}, z)/u_0$  (a-c) et  $u_r(r, z = \text{cte})$  (d-f) respectivement pour les épaisseurs  $H = 185 \mu\text{m}$  (a,d),  $H = 310 \mu\text{m}$  (b,e) et  $H = 480 \mu\text{m}$  (c,f). La puissance absorbée est comprise entre 3 mW et 33 mW.

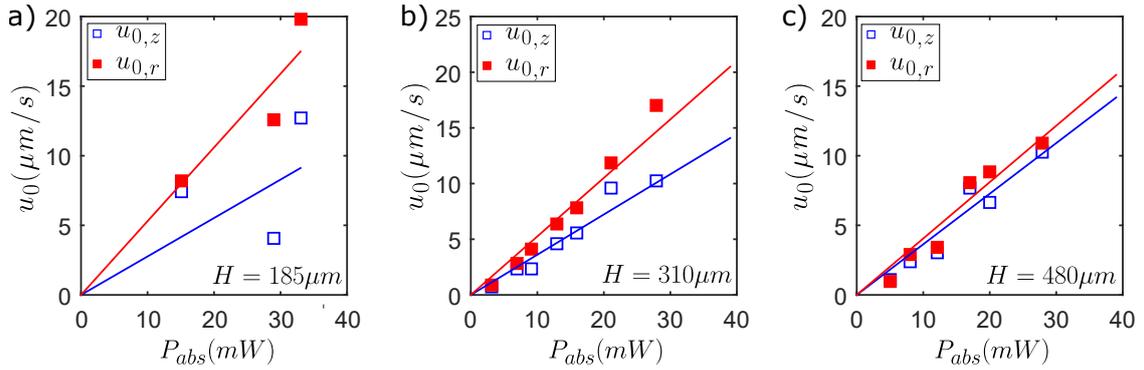


Figure 4.6: Variation des vitesses de référence  $u_{0,z}$  et  $u_{0,r}$  déterminée à partir des vitesses expérimentales  $u_r(r = \text{cte}, z)$  et  $u_r(r, z = \text{cte})$ , respectivement pour  $H = 185 \mu\text{m}$  (a),  $H = 310 \mu\text{m}$  (b) et  $H = 480 \mu\text{m}$  (c) en fonction de  $P_{\text{abs}}$ .

Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	185	310	480
Coefficient ( $^{\circ}\text{C}/\text{mW}$ )	$2.3 \pm 0.3$	$1.8 \pm 0.2$	$1.5 \pm 0.2$

Table 4.2: Table des coefficients d'élévation de température moyen obtenus numériquement.

fonction de la puissance absorbée sur la figure 4.7. Sur cette figure, les lignes continues représentent les simulations numériques pour  $u_{r,max} = f(P_{abs})$ . Les pentes sont calculées en utilisant à la fois les valeurs de  $\Delta T_{max}/P_{abs}$  déterminées précédemment et la définition de  $u_0$ . Cette figure montre que  $u_{r,max}$  augmente linéairement avec  $P_{abs}$  quand l'élévation de température a un comportement linéaire avec la puissance absorbée. Les expériences nous permettent de recalculer un nombre de Péclet comme nous l'avons montré dans la figure 4.3 qui confirme la transition entre le régime diffusif et le régime advectif.

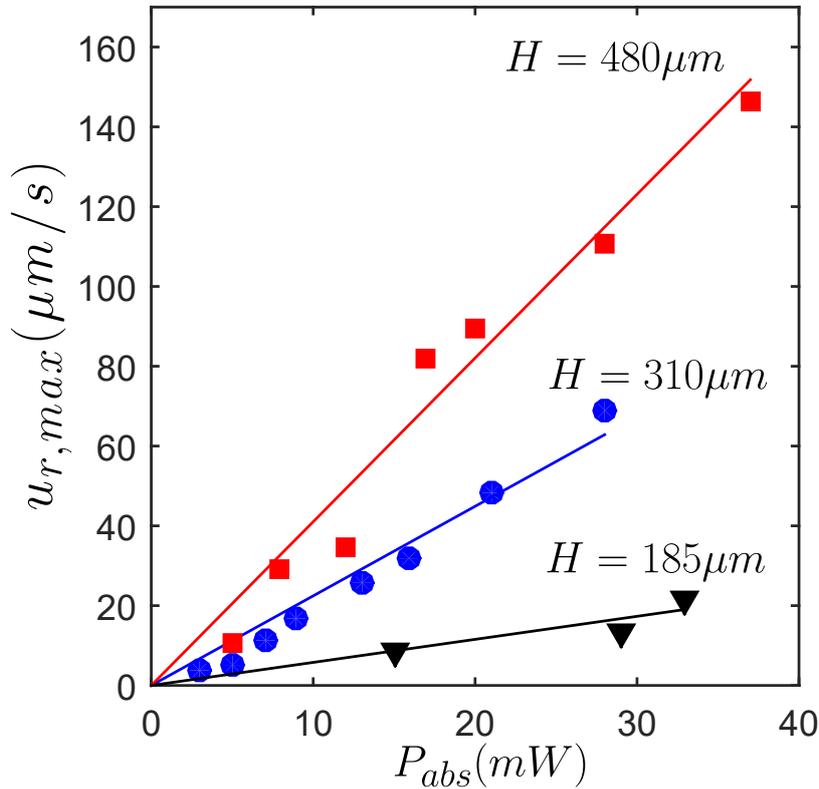


Figure 4.7: Évolution de la vitesse maximale en fonction de la puissance absorbée pour  $H = 185 \mu\text{m}$  (symboles noirs),  $H = 310 \mu\text{m}$  (symboles bleus) et  $H = 480 \mu\text{m}$  (symboles rouges). Les lignes correspondent aux simulations numériques.

À titre illustratif, nous nous sommes servis des simulations numériques pour représenter sur la figure 4.8 la géométrie des écoulements. Nous avons tracé  $u_r/u_0$  sur la figure 4.8a) et  $u_z/u_0$  sur la figure 4.8b). Ces figures montrent que la composante  $u_z$  est beaucoup plus importante que  $u_r$  sur l'axe du faisceau. Cependant elle décroît rapidement lorsque  $r$  augmente. Ensuite, si nous nous intéressons à la figure 4.8a) le signe de  $u_r/u_0$  nous permet de déterminer le sens des écoulements. En effet pour  $r/H > 0$  et  $z/H < 0$  nous constatons que la vitesse radiale est négative. Cela signifie que le fluide s'approche de l'axe. Ensuite la composante  $u_z$  prend le relais et fait remonter le fluide. Lorsque le fluide atteint le haut de l'échantillon, la valeur positive de  $u_r/u_0$  nous indique que le fluide s'éloigne de l'axe. La figure 4.8 montre également la symétrie des écoulements par rapport à l'axe du faisceau.

## 2. Études paramétriques

Nous avons étudiés l'intensité de ces écoulements en fonction de  $H/\sigma$  pour  $H/\sigma = 0.1 - 10$ . Nous rappelons ici que les simulations numériques sont réalisées sans tenir compte du terme

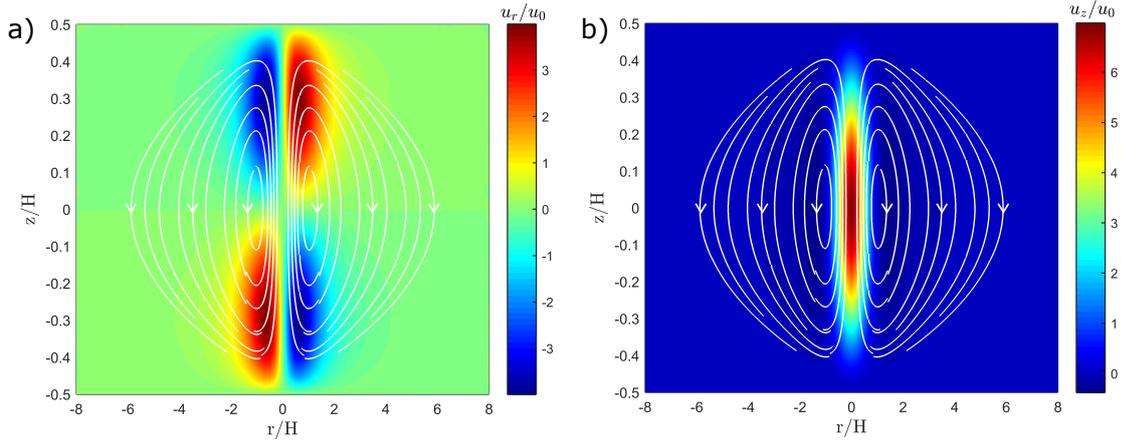


Figure 4.8: Illustration de la géométrie des écoulements obtenue à partir des simulations numériques pour  $H/\sigma = 1.24 \mu\text{m}$ . La figure (a) représente la composante  $u_r/u_0$  et la figure (b) la composante  $u_z/u_0$ . Les flèches blanches indiquent le sens des écoulements.

advectif dans l'équation de la chaleur ( $Pe = 0$ ), ce qui correspond à un fluide à très grande viscosité ou à grand coefficient de diffusivité thermique. Dans un premier temps, nous avons fait varier  $H$  à  $\sigma$  constant et fixé à  $250 \mu\text{m}$ . Conserver la valeur de  $\sigma$  constant dans les simulations se justifie expérimentalement par le fait qu'une augmentation de  $H$  d'un facteur 2.6 entraîne une variation de seulement 30% de  $\sigma$  (voir figure 4.3b)). La figure 4.9 montre le profil de vitesse  $u_r(r)/u_0$  et  $u_z(r)/u_0$  comme une fonction de  $H/\sigma$ . Comme attendu, la vitesse maximale augmente avec  $H/\sigma$  pour les deux composantes du champ de vitesse. Nous avons donc tracé sur la figure 4.10(a-b) l'évolution du maximum de vitesse pour  $u_z$  et  $u_r$ . Nous observons les comportements suivants :

- pour les films minces,  $H/\sigma < 1$ , les comportements des vitesses en fonction de l'épaisseur donnent :

$$\begin{aligned} u_z &\sim H^4 \\ u_r &\sim H^3 \text{ décrit par Birikh [48]} \end{aligned}$$

- Pour les films plus épais,  $H/\sigma > 1$  :

$$\begin{aligned} u_z &\sim H^2 \text{ trouvé par Rusconi } et \text{ al. [54] pour une couche épaisse de fluide dans le cas} \\ &\text{d'un effet de thermophorèse} \\ u_r &\sim H^1 \end{aligned}$$

Ces comportements peuvent être retrouvés à partir de l'équation de Stokes. Réécrivons l'équation de Stokes en coordonnées cylindriques en géométrie axisymétrique :

$$\eta \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2} \right) u_r = \frac{\partial P}{\partial r} \quad (4.8)$$

$$\eta \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_z = \frac{\partial P}{\partial z} - \rho g \quad (4.9)$$

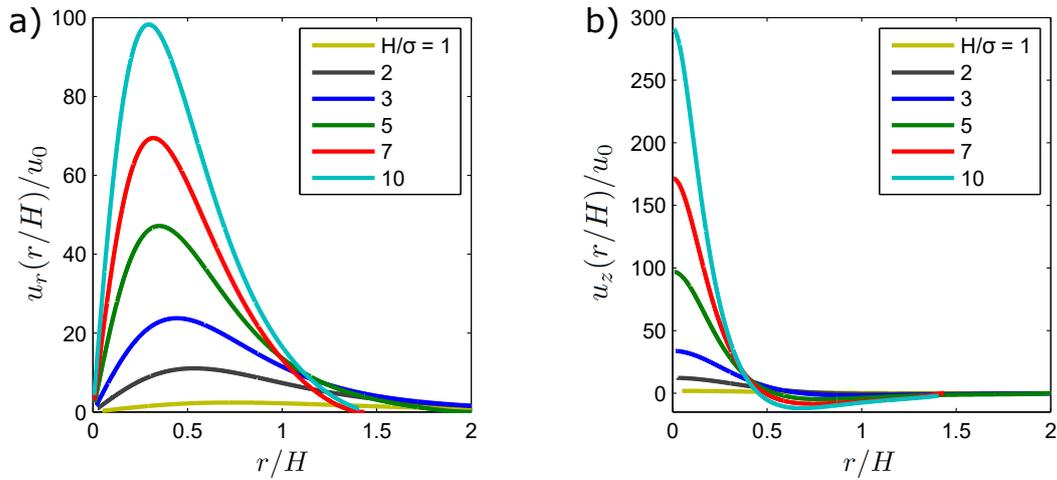


Figure 4.9: Profils de vitesse  $u_r(r)/u_0$  (a) et  $u_z(r)/u_0$  (b) à l'altitude  $z = z_2$  pour plusieurs rapports  $H/\sigma$  compris entre 1 et 10, obtenus numériquement pour  $\sigma = 250 \mu\text{m}$ .

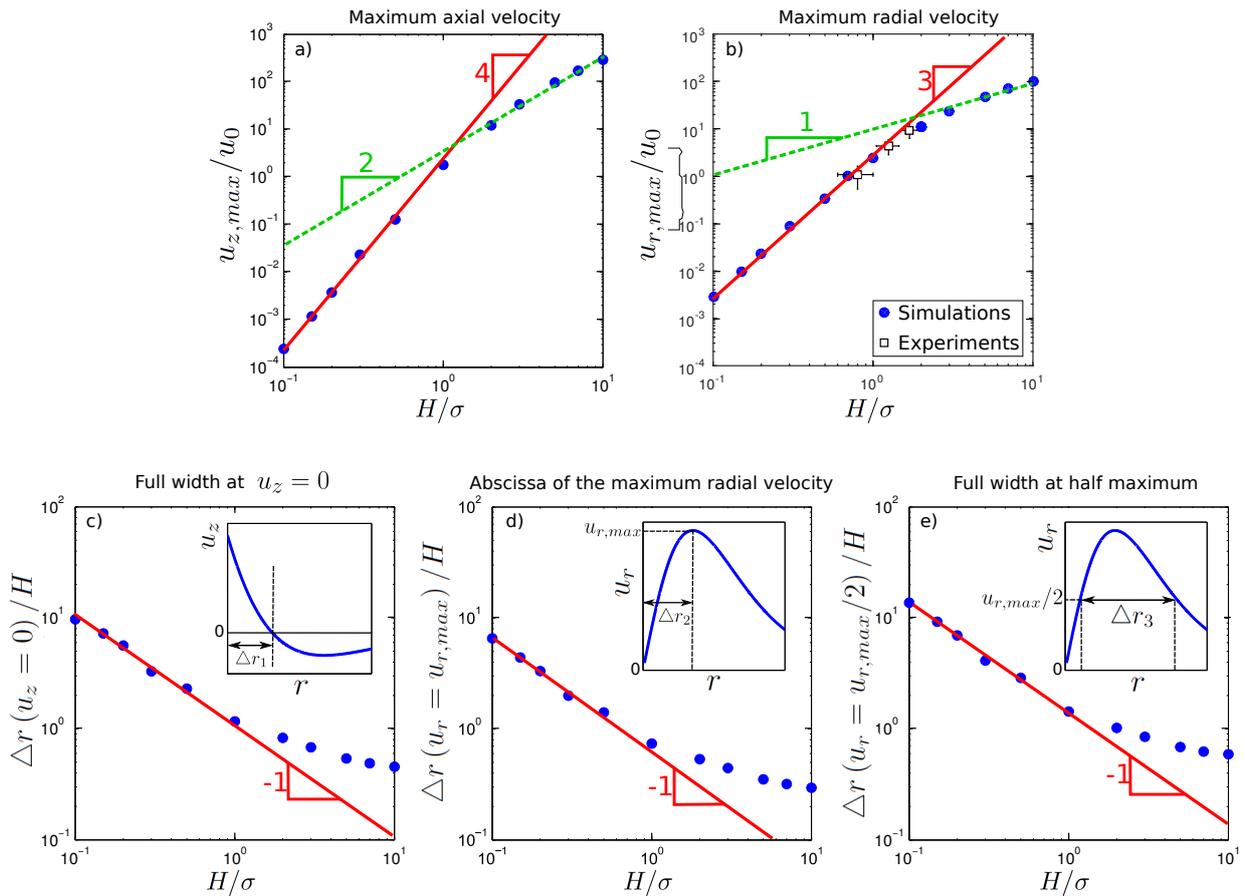


Figure 4.10: (a) et (b) représente respectivement le maximum des vitesses axiale et radiale en fonction de  $H/\sigma$  avec  $\sigma = 250 \mu\text{m}$ . (c) et (d) représentent respectivement l'évolution de la largeur caractéristique  $\Delta r$  pour  $u_z$  et  $u_r$  en fonction de  $H/\sigma$ .

Nous avons deux longueurs caractéristiques :  $H$  suivant  $z$  et  $\sigma$  suivant  $r$ . De plus, nous allons considérer que  $\sigma$  est indépendant de  $H$ . Nous avons donc deux cas limites  $H \ll \sigma$  et  $H \gg \sigma$  :

- dans le cas  $H \ll \sigma$  les équations précédentes se simplifient de la façon suivante :

$$\begin{cases} \eta \frac{u_r}{H^2} \sim \frac{\partial P}{\partial r} \\ \eta \frac{u_z}{H^2} \sim \frac{\partial P}{\partial z} - \rho g \end{cases} \quad (4.10)$$

Or  $P = \rho g z + P_0$ .

Donc :

$$\eta \frac{u_r}{H^2} \sim \frac{d\rho}{dr} g z \quad (4.11)$$

Nous obtenons alors :

$$u_r \sim \frac{d\rho g}{dr} \frac{H^3}{\eta} \quad (4.12)$$

En utilisant la conservation de la masse, nous déterminons l'évolution de  $u_z$  :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{u_r}{\sigma} \sim \frac{u_z}{H} \quad (4.13)$$

Donc,

$$u_z \sim \frac{d\rho g}{dr} \frac{H^4}{\sigma} \quad (4.14)$$

- dans le cas  $H \gg \sigma$ , les équations se simplifient de la façon suivante :

$$\begin{cases} \eta \frac{u_r}{\sigma^2} \sim \frac{\partial P}{\partial r} \\ \eta \frac{u_z}{\sigma^2} \sim \frac{\partial P}{\partial z} - \rho g \end{cases} \quad (4.15)$$

Nous obtenons pour  $u_r$  :

$$\eta \frac{u_r}{\sigma^2} \frac{H}{2} \sim \frac{d\rho}{dr} g \frac{H^2}{4} \Rightarrow u_r \sim \frac{d\rho g}{dr} \frac{\sigma^2 H}{\eta} \quad (4.16)$$

et pour  $u_z$

$$u_z \sim \frac{d\rho g}{dr} \frac{\sigma H^2}{\eta} \quad (4.17)$$

Les simulations numériques nous ont permis de retrouver les exposants de la littérature mais également de prédire les lois d'échelles régissant l'évolution des autres composantes. Enfin, la figure 4.10b) montre que les points expérimentaux (symboles noirs) sont bien décrits par les simulations. Nous pouvons donc décrire l'évolution des écoulements en fonction du rapport des deux longueurs caractéristiques. Pour étoffer ces résultats, nous avons étudié numériquement les extensions caractéristiques des écoulements  $\Delta r$  pour  $u_z$  et  $u_r$ . Nous avons défini  $\Delta r$  de trois manières:

- $\Delta r_1$  : différence entre  $u_z(r) = 0$  et  $r = 0$  (voir la figure 4.10c))
- $\Delta r_2$  : différence entre  $u_r(r) = \max(u_r(r))$  et  $r = 0$  (voir la figure 4.10d))

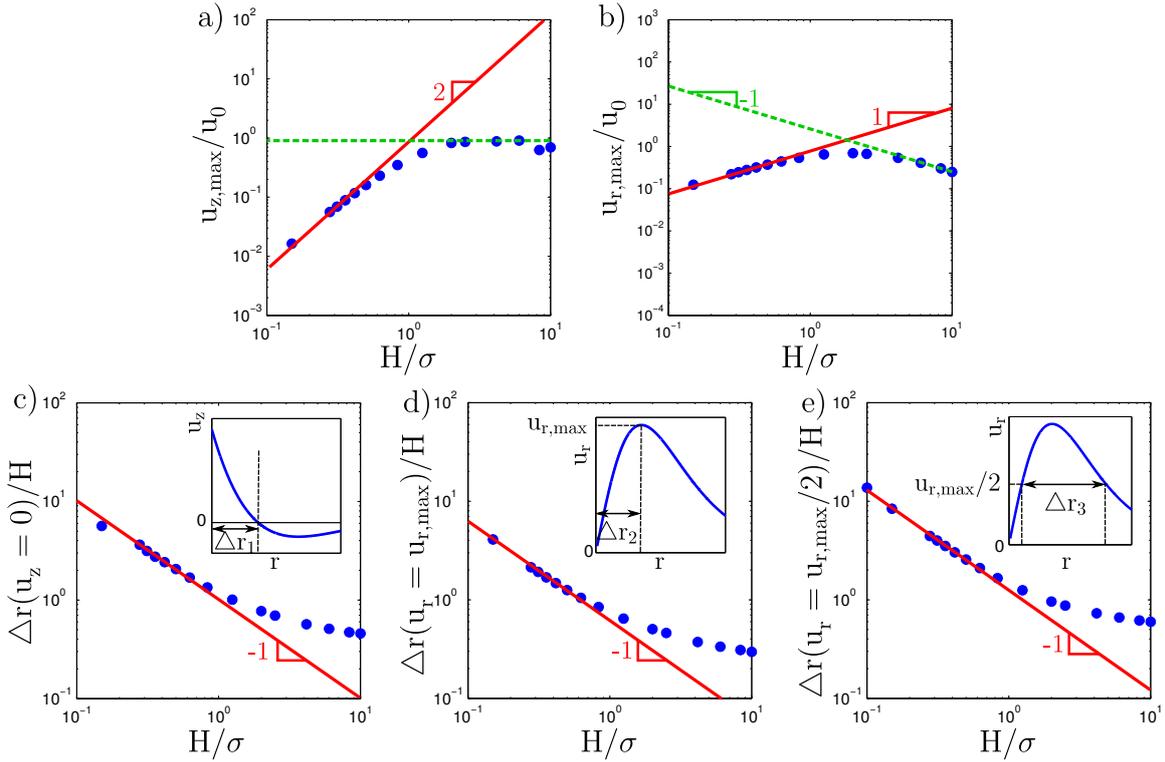


Figure 4.11: (a) et (b) représentent respectivement le maximum des vitesses axiale et radiale en fonction de  $H/\sigma$  avec  $H = 125 \mu\text{m}$ . (c-e) représentent l'évolution de la largeur caractéristique  $\Delta r$  de  $u_z$  et  $u_r$  en fonction de  $H/\sigma$  en considérant la largeur lorsque  $u_z = 0$  (c), l'abscisse du maximum de  $u_r$  (d) et la largeur à mi-hauteur (e), comme indiqué sur les inserts.

- $\Delta r_3$  : largeur à mi hauteur de  $u_r(r)$  (voir la figure 4.10e)).

Les figures 4.10(c-e) montrent que, pour  $H/\sigma < 1$ , les extensions radiales varient comme  $(H/\sigma)^{-1}$ , ce qui implique que  $\Delta r$  varie comme  $\sigma$  dans le cas de faibles épaisseurs.

Pour compléter cette étude, nous avons réalisé d'autres simulations, mais avec  $\sigma$  variable et à  $H$  constant et fixé à  $H = 125 \mu\text{m}$ . Ces résultats sont présentés sur la figure 4.11. Les figures 4.11a) et 4.11b) montrent que les simulations numériques retrouvent les exposants obtenus par les lois d'échelles définies plus haut. De plus les figures 4.11(c-f), qui représentent l'évolution de  $\Delta r$  en suivant les mêmes définitions que la figure 4.11, montre que  $\Delta r$  varie comme  $(H/\sigma)^{-1}$ . Ainsi l'étude paramétrique présentée dans cette partie, nous a permis de définir des lois d'échelles décrivant l'évolution de la vitesse en fonction de l'épaisseur  $H$  et de la largeur du champ de température  $\sigma$ .

### III Conclusion

Les montages expérimentaux décrits dans le chapitre précédent nous ont permis de mesurer avec précision les profils de température et de vitesse pour différentes épaisseurs en fonction de la puissance absorbée. Les simulations numériques ont permis de réaliser une description quantitative des profils de vitesse. Nous avons alors mis en évidence deux régimes. En effet, pour de faibles puissances absorbées le nombre de Péclet est petit devant 1. Ainsi, les écoulements sont dominés par la diffusion de la température dans l'échantillon. Dans ce

cas, l'évolution de la température et de la vitesse maximale est linéaire avec la puissance absorbée. Lorsque la puissance absorbée augmente, l'évolution de l'élévation de température maximale suit un comportement non-linéaire. Il apparaît dans ce cas que le nombre de Péclet prend des valeurs proches de 1 signifiant que la diffusion n'est pas le seul moteur des écoulements. L'advection devient non négligeable.

Nous nous sommes servis des simulations numériques pour décrire l'évolution de la vitesse maximale pour plusieurs épaisseurs. Ces simulations ont permis d'une part de retrouver un comportement décrit par la littérature. D'autre part, nous avons mis en évidence, d'autres lois d'échelles. Ces comportements ont été retrouvés à partir de l'équation de Stokes en hypothèse de lubrification. Notre modèle numérique permet donc de comprendre les écoulements induits par l'absorption d'une onde laser continue dans une fine couche de liquide mais également de prédire l'évolution des écoulements en fonction de l'épaisseur de la couche.

## Chapitre 5

# Effet thermocapillaire et déformations d'interface

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié expérimentalement et numériquement l'effet thermogravitaire pour un système à un fluide. Dans ce chapitre, nous étudierons les écoulements induits par un chauffage laser localisé d'un système diphasique. Dans ce cas apparaît une nouvelle composante à l'écoulement, l'effet thermocapillaire lié à la variation de la tension interfaciale avec la température. Nous utiliserons des échantillons saumure/heptane en équilibre de Winsor III, décrit au chapitre 3 section 3, car la faible tension de surface nous permet d'obtenir des systèmes diphasiques avec une interface plane et très déformable. Dans une première partie, nous avons décrit le système étudié d'un point de vue expérimental en mesurant le champ de température et montrant quelques images d'écoulements et de déformations d'interface.

Les écoulements, schématisés par la figure 5.1, engendrés par les contraintes thermocapillaires, induisent dans les fluides des contraintes visqueuses qui modifient le profil de l'interface, comme le montre la figure 5.2. Cette figure montre que l'amplitude de la déformation semble varier avec l'épaisseur. Cependant, comme nous le montrerons dans le chapitre suivant, à partir d'une certaine épaisseur de saumure, un autre mécanisme devient le moteur des écoulements. Dans la seconde partie, nous traiterons ces déformations d'interface d'un point de vue purement numérique en utilisant le BEM décrit dans le chapitre 2 section III.2.

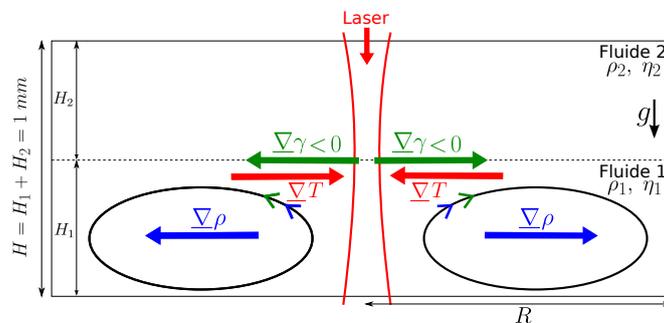


Figure 5.1: Représentation schématique du système étudié dans ce chapitre.

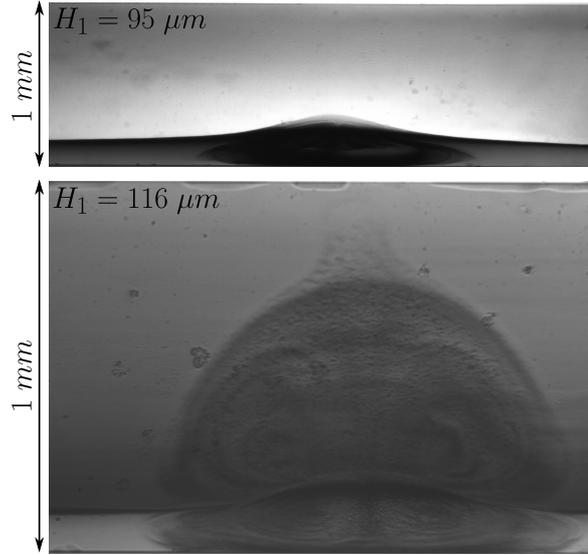


Figure 5.2: Déformations d'interface induites par un gradient de température pour  $H_1 = 95 \mu\text{m}$  et  $H_1 = 116 \mu\text{m}$  pour  $P_{abs} = 4.87 \text{ mW}$ .

## I Champ de température

Avant d'étudier les caractéristiques des écoulements thermocapillaires et des déformations d'interface qui en résultent, il est important de connaître le champ de température induit par le chauffage laser. Pour cela, nous sommes partis de la méthode de détermination par fluorescence décrite dans la section II du chapitre 3. Après s'être assuré que la Rh-B est insoluble dans l'heptane, nous avons commencé par réaliser des mesures de température à partir de l'intensité de fluorescence de la Rh-B dans la phase aqueuse. Cependant, nous nous sommes rendus compte que les écoulements, dont la vitesse peut dépasser le millimètre par seconde, provoquaient un déséquilibre thermodynamique et une sorte d'inversion de phase avec la migration de la Rh-B dans la phase heptane en présence du surfactant (AOT), présent dans les phases en équilibre de Winsor III. Ce phénomène pourrait être dû à ce que l'on appelle un effet de sel en chimie des solutions [80]. Il est relié à la force ionique lorsque deux sels sont mis en présence, dans notre cas l'AOT (constitué d'un gros anion et de  $\text{Na}^+$ ) et la Rh-B (constitué d'un gros cation et de  $\text{Cl}^-$ ). Lorsque ces deux espèces sont mélangées, la force ionique favorise le couplage des gros cation et anion et la formation de  $\text{NaCl}$ . Les gros cation et anion présentant une forte composante organique, le sel correspondant migre dans la phase heptane alors que le  $\text{NaCl}$  reste dans la phase aqueuse (voir photo 5.3a)). La méthode de mesure thermique par fluorescence devient donc inopérante puisque l'onde laser est fortement absorbée par la phase aqueuse alors que le signal de fluorescence sera associé à la phase heptane optiquement transparente. Nous avons donc changé de méthode et utilisé un microthermocouple pour mesurer directement la température. La méthode est similaire à celle présentée dans le chapitre 3. Nous avons inséré le microthermocouple par le bouchon d'une cellule Hellma de 1 mm de trajet optique, comme schématisé par la figure 5.3b). La température a été mesurée en conservant le microthermocouple fixe et en déplaçant le faisceau sur la largeur de la cellule pour des épaisseurs de saumure  $H_1 = 358 \mu\text{m}$  et  $H_1 = 702 \mu\text{m}$ . La figure 5.4 représente  $\Delta T/\Delta T_{max}$  en fonction de  $r/\sigma$ . Les valeurs de  $\Delta T_{max}$  et de  $\sigma$  utilisées pour la normalisation sont expérimentales et représentées respectivement sur les figures 5.5a) et 5.5b) par les symboles creux. Par analogie avec la description volumique présentée dans

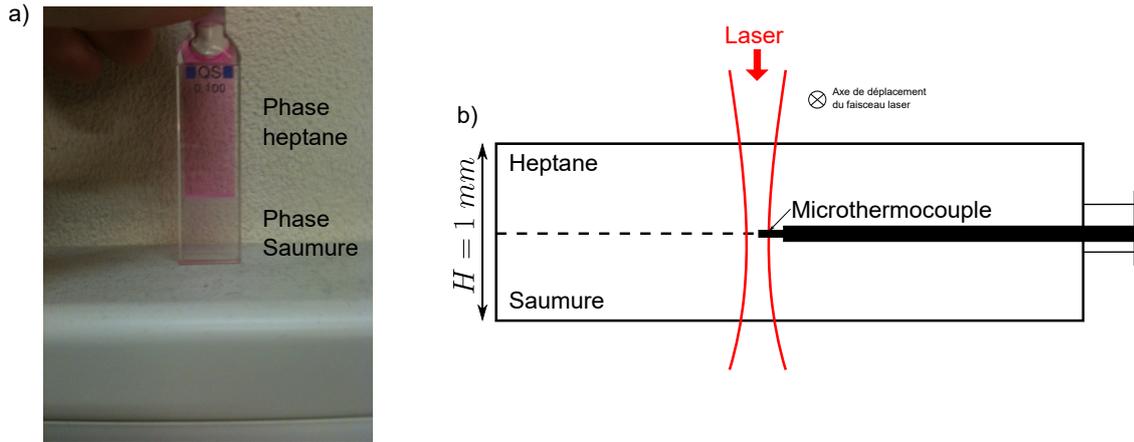


Figure 5.3: (a) Photographie de l'échantillon après migration de la rhodamine-B de la phase saumure (en bas) vers la phase d'heptane (en haut). (b) Représentation schématique de la mesure de la température avec le microthermocouple. Le faisceau est translaté perpendiculairement à la cellule.

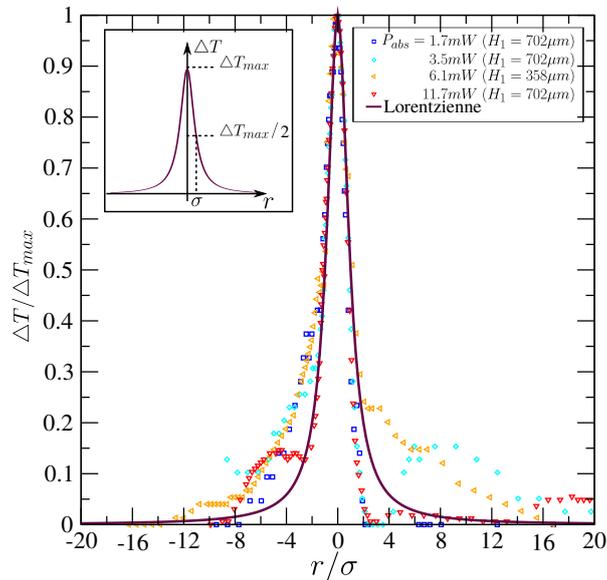


Figure 5.4: Courbes normalisées représentant l'élévation de température  $\Delta T / \Delta T_{max}$  en fonction de  $r / \sigma$  pour plusieurs puissances absorbées  $P_{abs}$  et pour plusieurs épaisseurs de saumure  $H_1$ . La courbe en trait plein est une lorentzienne calculée avec la relation 5.1. L'insert rappelle la définition de  $\Delta T_{max}$  et  $\sigma$ .

la section I du chapitre 4. Nous avons tracé sur la figure 5.4 une lorentzienne d'amplitude et de largeur 1 définie par l'expression suivante :

$$T(r) = \frac{\Delta T_{max}}{1 + \left(\frac{r-r_0}{\sigma}\right)^2} + T_0 \quad (5.1)$$

L'accord entre la lorentzienne et les profils normalisés étant correct, nous avons ajusté chaque profil de température avec l'expression 5.1 avec comme paramètres libres  $\Delta T_{max}$ ,  $T_0$ ,  $r_0$  et  $\sigma$ . Les résultats issus de cet ajustement pour  $\Delta T_{max}$  et  $\sigma$ , représentés par les symboles pleins, sont comparés aux résultats expérimentaux respectivement sur les figures 5.5a) et 5.5b).

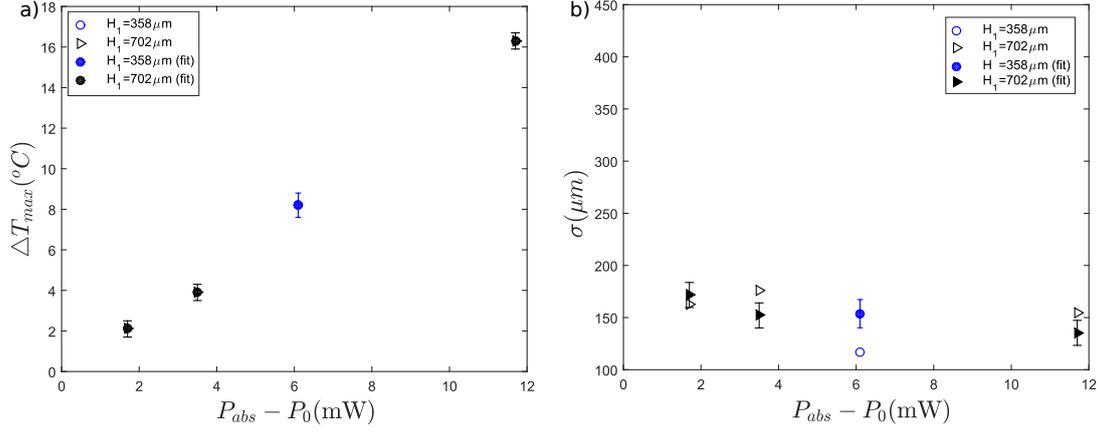


Figure 5.5: Évolution de  $\Delta T_{max}$  (a) et de  $\sigma$  (b) en fonction de la puissance absorbée  $P_{abs}$  pour les épaisseurs de saumure  $H_1 = 358 \mu\text{m}$  et  $H_1 = 702 \mu\text{m}$ . Les symboles creux correspondent aux mesures expérimentales et les symboles pleins aux résultats issus de l'ajustement lorentzien.

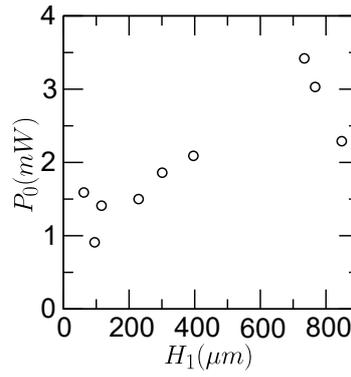


Figure 5.6: Évolution de  $P_0$  en fonction de l'épaisseur de saumure  $H_1$ .  $P_0$  est la puissance à partir de laquelle la déformation de l'interface devient visible.

Le bon accord entre l'ajustement et l'expérience nous permet de conserver la description lorentzienne du champ de température et sera donc utilisée dans les simulations numériques. La figure 5.5 montre également l'évolution des caractéristiques du champ de température en fonction de la puissance absorbée et des trois épaisseurs. Premièrement la figure 5.5a) montre que l'élévation maximale de la température semble varier linéairement avec la puissance absorbée pour de petites puissances et ne semble pas évoluer avec l'épaisseur. Ensuite, sur la figure 5.5b) nous constatons que la largeur à mi-hauteur  $\sigma$  semble être constante avec la puissance absorbée et l'épaisseur. Enfin, sur ces figures,  $\Delta T_{max}$  et  $\sigma$  sont tracés en fonction de  $P_{abs} - P_0$ . Cette puissance  $P_0$ , dont la variation est représentée sur la figure 5.6, correspondant à la puissance minimum à partir de laquelle la déformation de l'interface devient visible. Il semblerait que la puissance  $P_0$  soit dépendante de l'amplitude de la déformation. En effet, comme nous le montrerons dans le chapitre suivant,  $P_0$  est plus élevée lorsque que l'amplitude de déformation est minimale.

## II Étude numérique des déformations d'interface induites par l'effet thermocapillaire

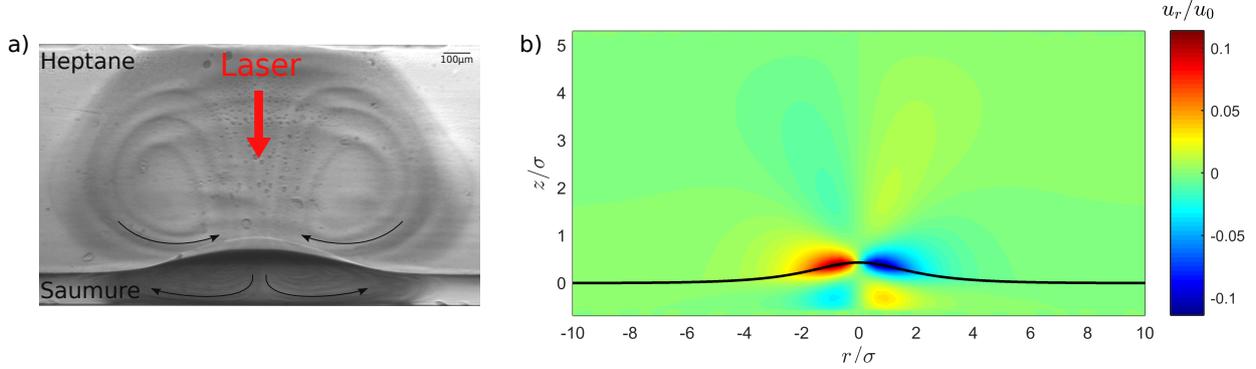


Figure 5.7: (a) Image expérimentale montrant des écoulements et une déformation d'interface pour  $H_1 = 116 \mu\text{m}$  pour  $P_{abs} = 5.2 \text{ mW}$ . La hauteur de l'image correspond à l'épaisseur totale de la cellule d'analyse. (b) Simulation numérique des écoulements thermocapillaires  $u_r(r, z)$  bidimensionnels et de la déformation d'interface (courbe noire) pour  $H_1 = 116 \mu\text{m}$ ,  $\Gamma = 1$  et  $\sigma = 167 \mu\text{m}$  (figure 5.5).

Expérimentalement, nous observons bien des déformations d'interface induites par un chauffage laser, comme le montre la figure 5.7a) obtenue pour  $H_1 = 116 \mu\text{m}$ . En utilisant le BEM, nous avons calculé, sur la figure 5.7b), les écoulements et le profil de l'interface induits par un couplage thermocapillaire pur pour le même rapport de hauteurs que l'expérience. Cette figure montre que les écoulements et la déformation de l'interface sont couplés. Les expériences, comme nous le montrerons dans le chapitre suivant, indiquent que l'amplitude des déformations d'interface dépend du rapport de hauteurs. Dans cette partie, nous allons donc nous intéresser aux déformations d'interface induites par l'effet thermocapillaire en fonction du rapport de hauteurs  $H_1/H_2$  et du rapport des viscosités  $\eta_1/\eta_2$  d'un point de vue purement numérique et en l'absence de tout autre effet.

### 1. Influence du rapport de hauteurs $H_1/H_2$ sur la déformation

Pour guider notre étude, nous sommes partis du modèle 1D décrivant l'effet thermocapillaire défini dans le chapitre 2 section II.1 . Nous rappelons ici l'expression de la pente de l'interface soumise à un gradient de température constant (équation 2.46):

$$\left. \frac{dh}{dr} \right|_{\Gamma} = \frac{3}{2(\rho_1 - \rho_2)g} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \gamma_0 \Gamma \quad (5.2)$$

Le signe de cette expression est d'une part donné par le signe de la variation de la tension interfaciale avec la température  $\Gamma = \frac{\Delta T_{max}}{\gamma_0} \frac{\partial \gamma}{\partial T}$  qui peut être négatif ou positif. D'autre part le numérateur,  $\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2$ , change de signe en fonction du rapport de hauteurs  $H_1/H_2$ . Nous devons comparer  $H_1/H_2$  avec  $\sqrt{\eta_1/\eta_2}$ . Nous avons donc les quatre possibilités illustrées par la figure 5.8. Si nous nous plaçons dans le cas d'un système eau/air, le modèle prédit que pour une variation de la tension interfaciale avec la température opposée au gradient de température ( $\Gamma < 0$ ), l'interface se déforme vers le fluide le moins épais et le plus visqueux. Alors que dans le cas contraire ( $\Gamma > 0$ ), l'interface se déforme vers le fluide le plus épais

et le moins visqueux. Nous nous intéressons dans un premier temps à l'effet du rapport de

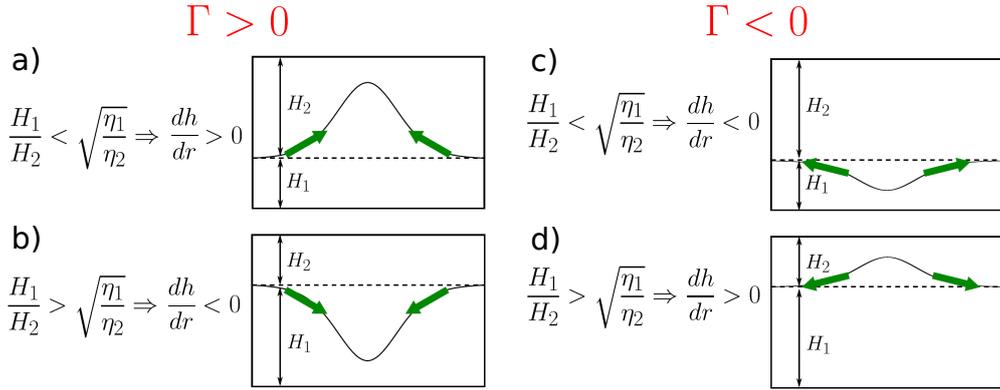


Figure 5.8: Représentation schématique des différentes possibilités sur le sens de la déformation thermocapillaire en fonction du rapport de hauteurs  $H_1/H_2$  et du signe du gradient de tension interfaciale. Les flèches vertes représentent le sens des contraintes thermocapillaires.

hauteur  $H_1/H_2$  sur les caractéristiques de la déformation. Nous imposons donc au système un rapport de viscosité  $\eta_1/\eta_2 = 1$ . Nous nous sommes servis des simulations numériques pour confirmer le sens de la déformation prédit par le modèle 1D pilotée par un couplage thermocapillaire. Les résultats sont compilés sur la figure 5.9 où nous avons choisi  $\Gamma = \pm 1$ . Le rapport de viscosité étant fixé à 1, la figure 5.9 confirme les prédictions du modèle 1D sur le sens de la déformation. En effet, pour  $\Gamma > 0$  et  $\eta_1/\eta_2 = 1$ , l'interface se déforme vers la phase la plus épaisse alors que pour  $\Gamma < 0$  c'est l'inverse. Enfin, cette figure montre d'une part que le BEM permet d'obtenir le profil de l'interface et d'autre part que pour  $\Gamma$  fixé, l'amplitude de la déformation dépend du rapport de hauteurs. Nous nous intéressons ensuite

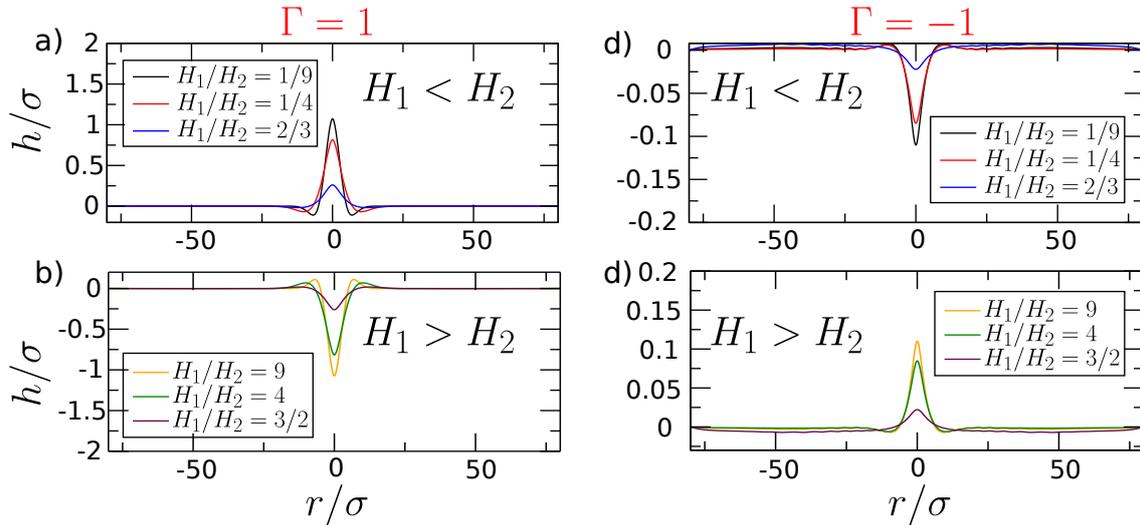


Figure 5.9: Confirmation avec le BEM des différentes possibilités présentées sur la figure 5.8 (modèle 1D) avec le BEM pour  $\Gamma = \pm 1$ ,  $\eta_1/\eta_2 = 1$ ,  $\sigma = 250 \mu\text{m}$  et pour plusieurs rapports de hauteurs  $H_1/H_2$ .

à l'évolution de la hauteur maximale de la déformation en fonction du paramètre d'excitation thermocapillaire  $\Gamma$  pour plusieurs rapports de hauteurs  $H_1/H_2$ . Les résultats de ces calculs

sont résumés sur la figure 5.10a) où nous avons représenté l'évolution de  $h_{max}/\sigma$  en valeur absolue en fonction de  $\Gamma$ . La figure 5.10b) montre que suivant la valeur de  $\Gamma$ , l'évolution de l'interface peut être stable (courbe noire) ou instable (courbe rouge). Tout les points de la figure 5.10a) représentent l'amplitude d'une déformation stable à l'état stationnaire. Tout d'abord, nous remarquons que pour  $H_1/H_2 = 1$  l'interface ne se déforme pas. Ce résultat est attendu par le modèle à une dimension. En effet, la condition décrite par la figure 5.8 montre que pour  $\eta_1/\eta_2 = 1$  :

$$H_1 = H_2 \Rightarrow \eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2 = 0 \Rightarrow \frac{dh}{dr} = 0 \quad (5.3)$$

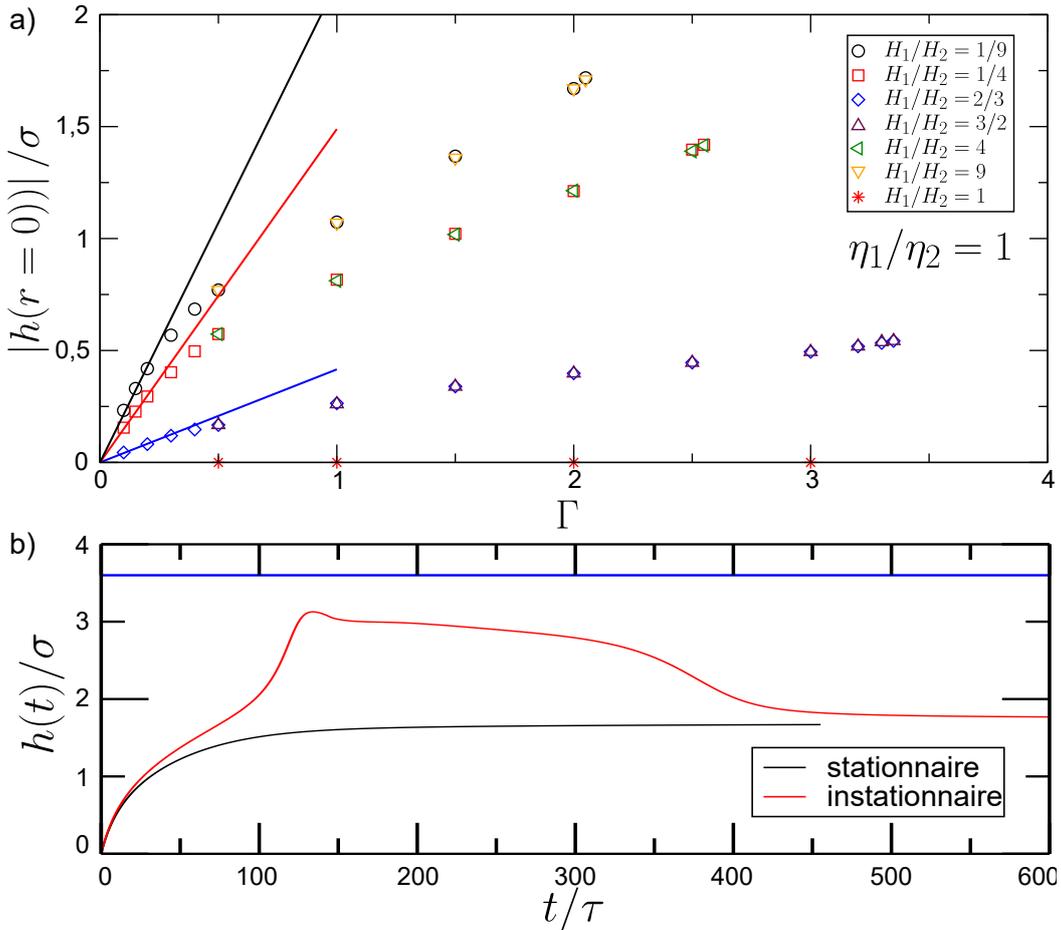


Figure 5.10: (a) Évolution de la valeur absolue de la hauteur de déformation en  $r = 0$  en fonction du paramètre d'excitation  $\Gamma$  pour plusieurs rapports de hauteurs  $H_1/H_2$ . (b) Évolution temporelle de  $h(t/\tau)/\sigma$  en  $r = 0$  pour  $H_1/H_2 = 1/9$ . La courbe noire représente le comportement d'une déformation stationnaire et stable ( $\Gamma = 2.$ ) alors que la courbe rouge correspond à une interface qui devient instable ( $\Gamma = 2.1$ ).

Commençons par analyser le comportement correspondant à  $H_1/H_2 < 1$ . Dans ce cas la déformation se fait vers l'heptane ce qui implique que  $h(r = 0) > 0$ . Nous constatons en premier lieu que lorsque le rapport de hauteurs tend vers 1, la hauteur maximale de déformation diminue à  $\Gamma$  constant. De plus, quel que soit le rapport de hauteurs, l'évolution de  $h(r = 0)/\sigma$  est linéaire pour les petites valeurs de  $\Gamma$ . Puis lorsque nous augmentons la

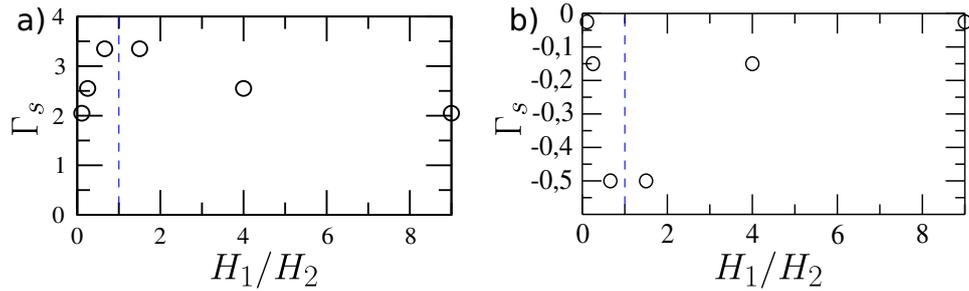


Figure 5.11: *Seuil d'instabilité en fonction du rapport de hauteur  $H_1/H_2$  pour  $\Gamma > 0$  (a) et pour  $\Gamma < 0$  (b). La largeur du champ de température est constante et vaut  $\sigma = 250 \mu\text{m}$ .*

valeur du paramètre d'excitation  $\Gamma$ , la variation de  $h(r=0)/\sigma$  devient non-linéaire. Cette figure montre tout l'intérêt d'utiliser le BEM pour décrire les déformations thermocapillaires. En effet, les modèles analytiques que nous avons décrits jusqu'à présent se limitent aux déformation de faibles amplitudes de sorte qu'ils ne peuvent montrer qu'une évolution linéaire de la hauteur maximale de déformation (equation 5.2) alors que les résultats obtenus avec le BEM suggèrent un comportement plus complexe.

Ensuite le rapport de viscosités étant égal à 1, nous ne nous attendons pas à un comportement différent de  $h_{max}/\sigma$  en fonction de  $\Gamma$  pour  $H_1/H_2 > 1$ . Pour le vérifier, nous avons choisi de prendre des rapports de hauteurs symétriques. Comme  $H_1/H_2 > 1$  le sens de la déformation s'inverse,  $h(r=0) < 0$ , et nous avons tracé sur la figure 5.10a)  $|h(r=0)|/\sigma > 0$ . Cette figure montre que les amplitudes de déformation pour les rapports de hauteurs symétriques se superposent parfaitement ce qui confirme la symétrie du problème dans le cas où  $\sqrt{\eta_1/\eta_2} = 1$ . Pour finir, l'équilibre stationnaire de ces déformations est possible jusqu'à une valeur seuil de  $\Gamma_s$  qui diffère pour chaque couple  $H_1/H_2$  symétrique. Cette valeur seuil est tracée sur la figure 5.11a) en fonction du rapport de hauteur. Elle tend vers l'infini lorsque  $H_1/H_2$  tend vers 1. Ce comportement asymptotique est illustré sur la figure 5.11 par la ligne en pointillé bleu. Nous retrouvons le même comportement pour  $\Gamma < 0$  (5.11b)). Seulement, dans ce cas le seuil d'instabilité est plus faible en valeur absolue que pour  $\Gamma > 0$ .

Nous avons tracé sur la figure 5.12a) la dynamique du profil de l'interface pour un paramètre d'excitation thermocapillaire supérieur au seuil et pour  $H_1/H_2 = 1/9$ . Dans les premiers temps de la déformation ( $t/\tau \leq 100$ ), celle-ci est en forme de cloche. Puis au-delà de  $t/\tau \sim 100$ , il apparaît un pincement latérale de la déformation (voir  $t/\tau = 135$  sur la figure 5.12a)). La hauteur maximale de l'interface finit par diminuer et atteindre un second état stationnaire comme illustré par la figure 5.10. Ce comportement illustre la complexité du couplage entre forme de l'écoulement, effets des parois et déformation de l'interface. Le rapport de viscosités étant fixé à 1, la condition d'équilibre devrait être atteinte sur l'axe  $(H_1 + h)/(H_2 - h) = 1$  dans le cadre du modèle 1D. Avec les résultats de la simulations à l'état stationnaire nous obtenons  $(H_1 + h)/(H_2 - h) = 1.16$  ce qui est comparable à la prédiction.

Pour un rapport de viscosité  $\eta_1/\eta_2 = 1$ , nous avons une symétrie sur les caractéristiques de la déformation autours de  $H_1/H_2 = 1$ . Nous avons aussi réalisé des simulations numériques pour  $\Gamma < 0$ , afin de savoir s'il existe une telle symétrie sur le signe de  $\Gamma$ . Nous savons que changer le signe de  $\Gamma$  inverse le sens de la déformation (figure 5.8). La figure 5.12b) présente l'évolution temporelle de l'interface pour  $\Gamma < 0$ . Cette configuration est intéressante car elle montre, contrairement au cas  $\Gamma > 0$ , que l'interface peut atteindre la face inférieure de l'échantillon. Ainsi, changer le signe du paramètre thermocapillaire n'inverse pas seulement

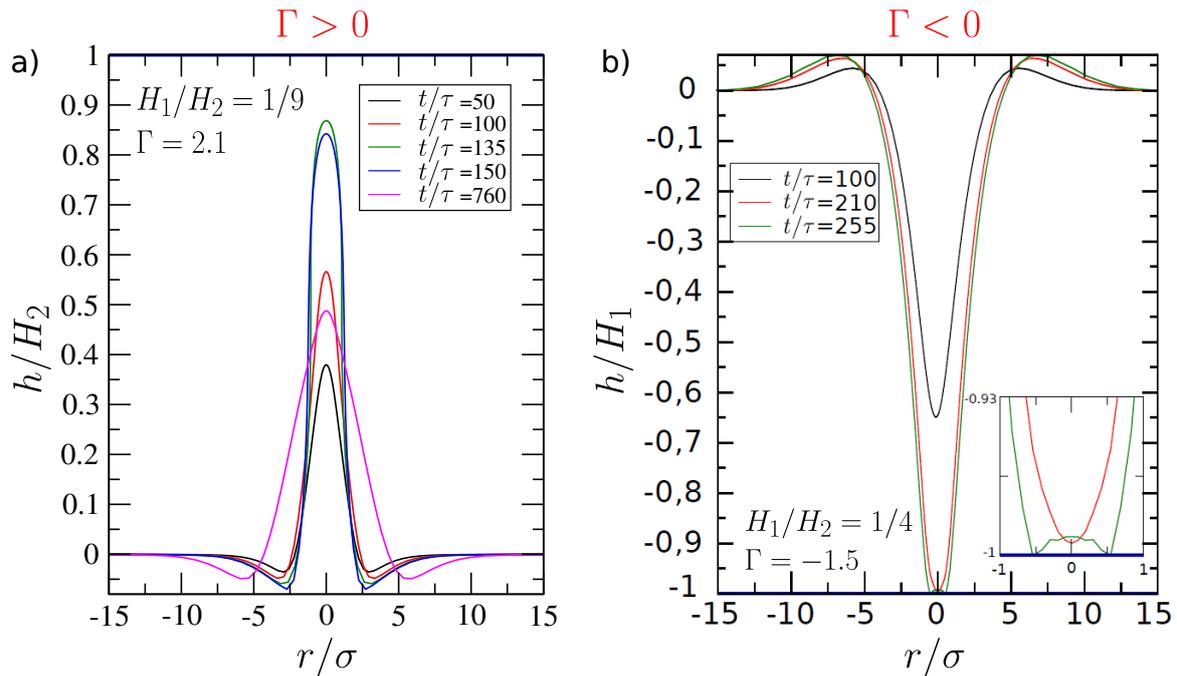


Figure 5.12: Évolution temporelle du profil de l'interface pour  $\Gamma > 0$  (a) et pour  $\Gamma < 0$  (b). Pour faciliter la lecture,  $h$  est normalisée par l'épaisseur de la phase dans laquelle l'interface se déforme. L'insert de la figure (b) est un zoom de l'interface au niveau du bord inférieur de la cellule.

le sens de la déformation. Cela modifie son comportement. En effet pour  $\Gamma > 0$  la hauteur de déformation finie par saturer à une hauteur donnée alors que pour  $\Gamma < 0$  nous semblons mettre en évidence une absence de saturation et la formation d'un pont liquide au contact de la paroi de la cellule (figure 5.12b)).

Ces comportements peuvent être retrouvés qualitativement avec le modèle 1D. Commençons par le cas d'un paramètre thermocapillaire positif. Nous avons deux possibilités (figure 5.8) :

- $H_1 < H_2 \Rightarrow \frac{dh}{dr} > 0$

L'épaisseur de saumure augmente localement (autour de  $r = 0$ ) et devrait saturer lorsque la valeur de  $H_1$  se rapproche de  $H_2$ . Nous observons bien une saturation pour une valeur  $H_1/H_2$  proche de 1. Notons qu'avant cette saturation, l'interface a d'abord dépassé la position d'équilibre avant que le sens de déformation s'inverse pour converger vers l'état stationnaire.

- $H_1 > H_2 \Rightarrow \frac{dh}{dr} < 0$

L'épaisseur de saumure diminue localement (autour de  $r = 0$ ) et devrait saturer lorsque la valeur de  $H_1$  se rapproche de  $H_2$ . Nous observons bien une saturation mais pour une valeur plus élevée de  $H_1/H_2$ .

Pour  $\Gamma < 0$  deux possibilités sont de nouveau envisageables (figure 5.8)) :

- $H_1 < H_2 \Rightarrow \frac{dh}{dr} < 0$

Dans ce cas la condition de départ est vérifiée quelque soit  $t$ . Ainsi l'interface se déforme vers le bas continûment sans inversion possible du sens de déformation avant contact avec la paroi car  $H_1$  sera toujours inférieure à  $H_2$ .

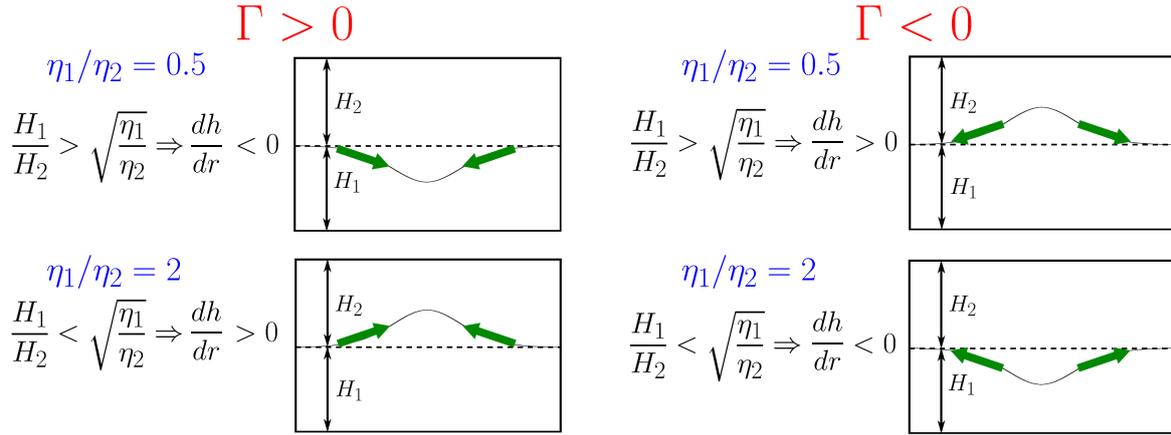


Figure 5.13: Détermination du sens de déformation en fonction du rapport de viscosités  $\eta_1/\eta_2$  et du signe du paramètre d'excitation  $\Gamma$ . Le rapport de hauteurs  $H_1/H_2$  est fixé à 1.

- $H_1 > H_2 \Rightarrow \frac{dh}{dr} > 0$   
De même  $H_1$  restera toujours supérieure à  $H_2$ , et une saturation de la de la déformation n'est pas envisageable.

Le BEM nous a permis de caractériser l'influence du rapport de hauteurs sur la déformation de l'interface induite par l'effet thermocapillaire. Cette étude montre que si l'on souhaite ponter l'interface avec un effet thermocapillaire, il est nécessaire d'utiliser un système fluide ayant une tension interfaciale qui diminue lorsque la température augmente ( $\Gamma < 0$ ).

## 2. Influence du rapport de viscosités $\eta_1/\eta_2$ sur la déformation

Nous allons maintenant étudier l'effet du rapport de viscosités  $\eta_1/\eta_2$  en fixant le rapport de hauteurs  $H_1/H_2 = 1$ . Nous avons choisi pour cette étude deux valeurs du rapport de viscosités  $\eta_1/\eta_2 = 0.5$  et  $\eta_1/\eta_2 = 2$ . En reprenant le modèle 1D nous avons quatre possibilités, représentées sur la figure 5.13. Donc lorsque les fluides sont de même épaisseur, si la variation de la tension interfaciale avec la température est dans le même sens que le gradient de température ( $\Gamma > 0$ ) alors l'interface se déforme vers le fluide le moins visqueux. Si le gradient de tension de surface s'oppose au gradient de température ( $\Gamma < 0$ ) alors l'interface se déforme vers le fluide le plus visqueux. Nous avons commencé par tracer sur la figure 5.14 les profils d'interface pour  $\Gamma > 0$ . La figure 5.14a) montre ces profils pour  $\eta_1/\eta_2 = 0.5$  et pour plusieurs valeurs de  $\Gamma$ . Ensuite la figure 5.14b) illustre l'inversion du sens de la déformation lorsque nous inversons le rapport de viscosité. Enfin nous avons reporté sur la figure 5.14c) la valeur absolue de la hauteur de déformation en  $r = 0$ ,  $|h(r = 0)|/\sigma$  pour les deux rapports de viscosités. Cette figure montre bien la symétrie en  $\eta_1/\eta_2$ . Elle illustre également un autre type de comportement de la déformation. En effet, nous constatons que la hauteur de déformation atteint un maximum pour  $2 < \Gamma < 2.5$ . Pour  $\Gamma = 2.5$  l'interface s'aplatit autour de  $r = 0$ . Si nous augmentons encore l'excitation thermocapillaire, l'interface se déforme dans l'autre sens mais uniquement autour de  $r = 0$ . Cette inversion locale du sens de déformation vient de la dissymétrisation du rapport de hauteurs locales pendant la déformation. En effet lorsque l'interface se déforme le rapport  $H_1/H_2$  est modifié. Ainsi dans le cas de  $\eta_1/\eta_2 = 0.5$ ,  $H_1/H_2$  devient plus petit que 1 sur l'axe et continue de diminuer jusqu'à que nous ayons  $\frac{H_1}{H_2} < \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \Rightarrow \frac{dh}{dr} > 0$ . Ainsi la déformation de l'interface s'inverse localement. Si nous calculons la quantité  $(H_1 - h)/(H_2 - h)$  autour

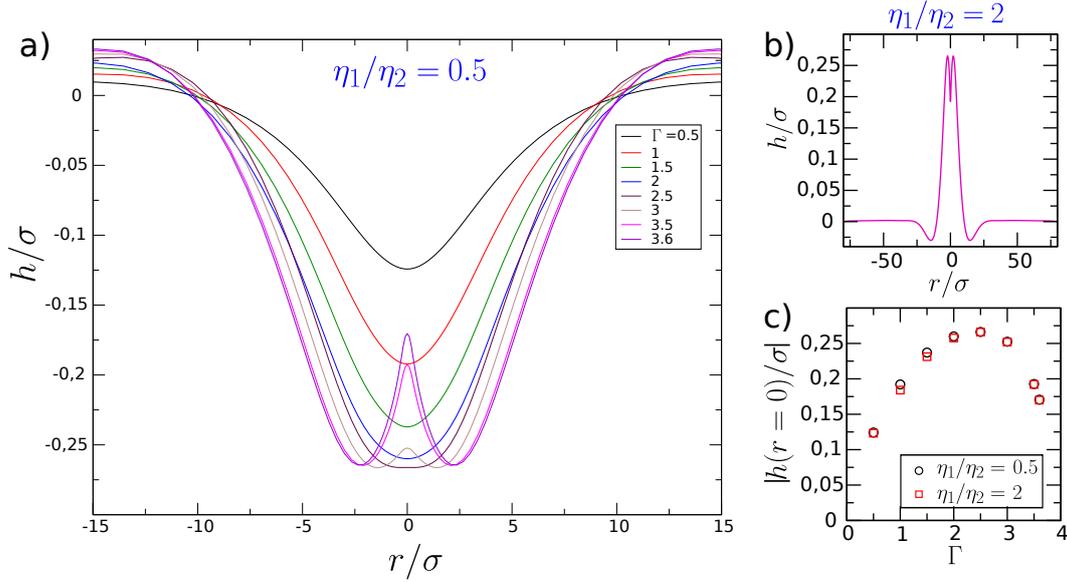


Figure 5.14: (a) Profils d'interfaces pour  $\eta_1/\eta_2 = 0.5$  pour plusieurs  $\Gamma > 0$ . (b) Exemple d'un profil d'interface pour  $\eta_1/\eta_2 = 2$  et pour  $\Gamma = 3.5$ . (c) Comparaison de  $|h(r = 0)|/\sigma$  pour les deux rapports de viscosités. La largeur du champ de température est constante  $\sigma = 250 \mu\text{m}$ .

de l'équilibre, nous obtenons 0.76 qui très proche de  $\sqrt{\eta_1/\eta_2} = \sqrt{1/2} = 0.7$ . Une fois encore nous pouvons constater que le modèle 1D prédit de manière semi-quantitative la position d'équilibre de l'interface.

Pour finir cette étude, nous avons tracé sur les figures 5.15a) et 5.15b) les profils de déformations dans le cas  $\Gamma < 0$  montrant encore une fois que la prédiction du sens de déformation par le modèle 1D est correcte. En plus de vérifier la symétrie sur la rapport de viscosités, la figure 5.15c) montre que la hauteur de déformation ne cesse de croître lorsque  $\Gamma$  augmente en valeur absolue. Dans cette configuration, nous avons également une valeur seuil du paramètre thermocapillaire à partir de laquelle la déformation de l'interface devient instable (voir la figure 5.16). Pour  $\Gamma > 0$  nous obtenons un seuil  $\Gamma_s = 3.6$  et  $\Gamma_s = -1.55$  pour  $\Gamma < 0$ . Nous pouvons utiliser le même raisonnement que pour l'étude en fonction de  $H_1/H_2$  pour expliquer le comportement de la déformation en fonction du signe du paramètre thermocapillaire.

Le BEM et le modèle 1D nous ont permis d'étudier l'influence du rapport de viscosités sur la déformation. Cette étude montre que si l'on souhaite déstabiliser l'interface et former un pont liquide par effet thermocapillaire il est nécessaire d'utiliser un système fluide ayant une tension interfaciale qui diminue lorsque la température augmente. Cela rejoint la conclusion de l'étude sur le rapport de hauteurs.

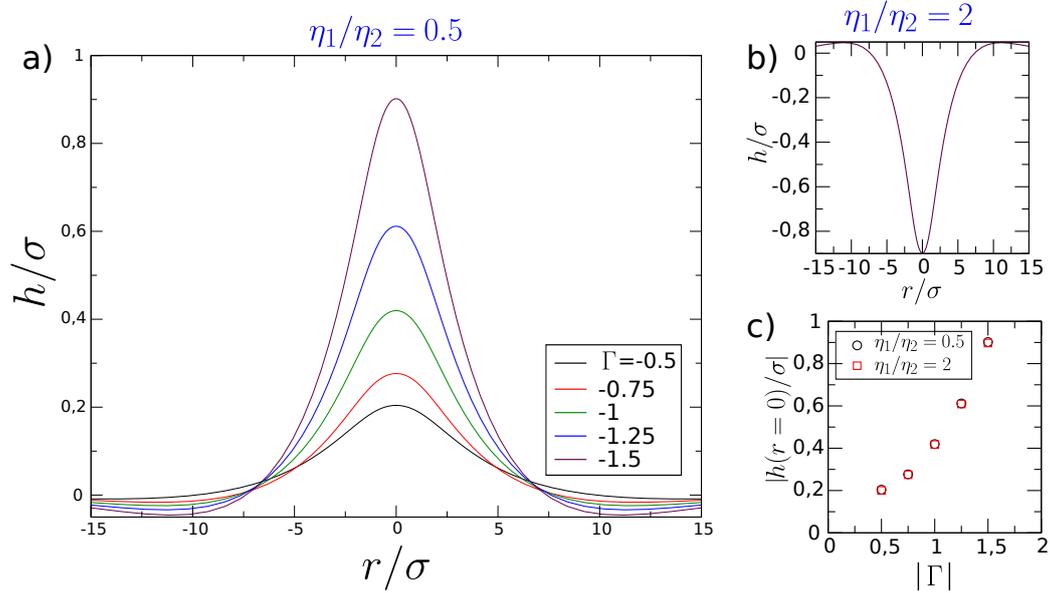


Figure 5.15: (a) Profils d'interfaces pour  $\eta_1/\eta_2 = 0.5$  pour plusieurs  $\Gamma < 0$ . (b) Exemple d'un profil d'interface pour  $\eta_1/\eta_2 = 2$  et pour  $\Gamma = -1.5$ . (c) Comparaison de  $|h(r=0)|/\sigma$  pour les deux rapports de viscosités.

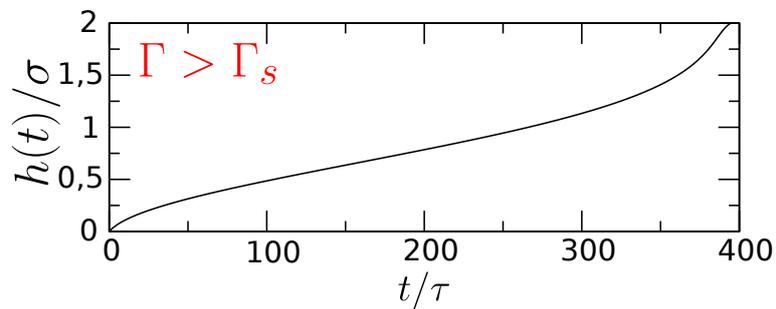


Figure 5.16: Évolution temporelle de  $h(r=0)/\sigma$  et fonction de  $t/\tau$  pour  $\Gamma < \Gamma_s$  avec  $\Gamma = -2$  et  $\Gamma_s = -1.55$

Pour conclure ce chapitre, nous avons étudié l'influence du rapport de hauteurs  $H_1/H_2$  et du rapport de viscosités  $\eta_1/\eta_2$  sur les caractéristiques des déformations d'interface induites par un effet thermocapillaire piloté par laser en utilisant un modèle à une dimension et le BEM. Nous sommes capables de prédire le sens de la déformation, la stabilité de cette déformation ainsi que la formation éventuelle d'un pont liquide en fonction des paramètres physico-chimiques du système. Avec ces outils, nous pouvons maintenant nous attacher à la description des expériences réalisées dans des phases de Winsor III afin d'étudier la compétition entre l'effet thermocapillaire et l'effet thermogravitaire.



## Chapitre 6

# Compétition entre les effets thermocapillaire et thermogravitaire

Dans le chapitre 4, nous avons étudié expérimentalement et numériquement les écoulements induits par l'effet thermogravitaire. Nous avons notamment démontré que l'intensité des écoulements thermogravitaires augmente avec l'épaisseur de la couche fluide. Dans le chapitre précédent, nous avons étudié numériquement l'effet thermocapillaire et son influence sur le profil d'une interface. Cette étude a révélé que dans le cas d'une interface présentant une tension interfaciale effective qui augmente avec la température, la déformation de l'interface ne pouvait pas se déstabiliser et conduire à la formation d'un pont liquide, situation qui correspond au mélange saumure/heptane en équilibre de Winsor III que nous utilisons. Notre système expérimental étant composé de deux fluides séparés par une interface plane, nous pouvons donc suspecter l'existence de deux régimes : un régime à faible épaisseur où les écoulements et les déformations d'interfaces sont majoritairement pilotés par un couplage thermocapillaire et un régime de grandes épaisseurs pour lequel l'effet thermogravitaire serait dominant.

Notre montage expérimental nous permet d'obtenir des images sur lesquelles il est possible de mesurer à la fois la vitesse des écoulements et d'extraire le profil de l'interface. Ces mesures ont été réalisées pour plusieurs puissances absorbées et pour plusieurs rapports de hauteurs  $H_1/H_2$ . Ici le rapport de viscosités est fixe et connu :  $\eta_1/\eta_2 = 2.28$ . Comme nous le verrons, l'analyse des résultats et la comparaison entre l'expérience et les modèles analytiques permettent en effet de quantifier la transition entre les deux régimes.

## I Analyse des déformations d'interfaces saumure/heptane obtenues expérimentalement

### 1. Mesure des vitesses

A partir des images expérimentales, dont un exemple est donné sur la figure 6.1a), nous avons mesuré la vitesse moyenne à l'interface pour plusieurs puissances absorbées et pour plusieurs rapports d'épaisseurs saumure/heptane. Pour cela, nous nous sommes servis des résidus diphasiques de mousse (utilisés comme traceurs) entraînés par les écoulements. Nous mesurons la position d'un résidu de mousse à plusieurs temps loin de l'excitation laser. Cela nous permet d'obtenir la courbe de la figure 6.1b). Ainsi la pente nous donne accès à la vitesse radiale moyenne au niveau de l'interface. En utilisant cette procédure, illustrée sur la figure 6.1b), nous déterminons la vitesse radiale pour  $H_1 = 95 \mu m$  et  $H_1 = 396 \mu m$  en fonction de la puissance absorbée. Le résultat de ces mesures est présenté sur la figure 6.1c). Nous

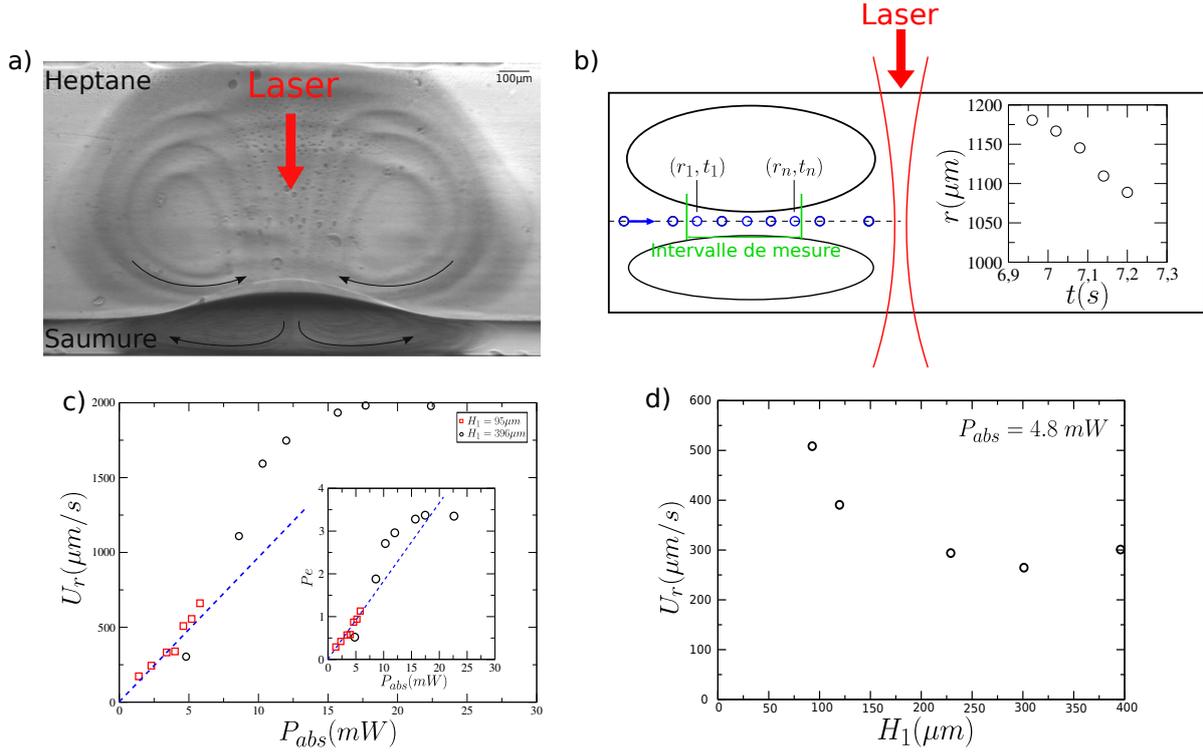


Figure 6.1: (a) Image expérimentale montrant une déformation d'interface ainsi que les rouleaux de convections induits par l'absorption du faisceau infrarouge par la saumure pour  $H_1 = 116 \mu\text{m}$  et pour  $P_{abs} = 3.4 \text{ mW}$  ( $H_2 = H - H_1$ ) ; la hauteur de l'image correspond à celle de la cellule de 1 mm. (b) Représentation schématique de la procédure de mesure des vitesses radiales à l'interface. Nous déterminons la position au cours de temps d'un résidu diphasique de mousse. La pente de la courbe de  $r(t)$  nous permet d'obtenir la vitesse moyenne à l'interface  $U_r$ . (c) Évolution de la vitesse radiale  $U_r$  dans la saumure à moins de  $30 \mu\text{m}$  de l'interface. Nous avons tracé en insert le nombre de Péclet correspondant en fonction de la puissance absorbée. (d) Évolution de la vitesse radiale moyenne  $U_r$  en fonction de  $H_1$  à puissance absorbée constante  $P_{abs} = 4.8 \text{ mW}$ .

constatons que la vitesse augmente avec la puissance absorbée. De plus cette augmentation est linéaire jusqu'à  $P_{abs} \simeq 7.5 \text{ mW}$ . Au-delà, la vitesse évolue non-linéairement jusqu'à attendre une saturation. Pour illustrer ce comportement, nous avons calculé le nombre de Péclet afin de comparer les effets de l'advection avec la diffusion thermique. Le nombre de Péclet est défini comme suit :

$$Pe = \frac{\|(\underline{u} \cdot \underline{\nabla}) T\|}{\|\chi_T \underline{\nabla}^2 T\|} \sim \frac{UL}{\chi_T} \quad (6.1)$$

avec comme longueur caractéristique l'épaisseur de saumure  $H_1$ . Dans l'insert de la figure 6.1c), nous avons tracé le nombre de Péclet, calculé pour chaque vitesse, en fonction de la puissance absorbée. Nous constatons que le nombre de Péclet est supérieur à 1 pour  $P_{abs} > 7.5 \text{ mW}$ . Cela correspond à la puissance à partir de laquelle le comportement de la vitesse devient non-linéaire. Cela signifie aussi que pour les fortes puissances, l'advection de la chaleur commence à jouer un rôle dans les écoulements.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'évolution de la vitesse en fonction de l'épaisseur à puissance constante. Les résultats sont représentés sur la figure 6.1d). Cette courbe montre que la vitesse à l'interface diminue lorsque l'épaisseur  $H_1$  augmente. Les mesures s'arrêtent

à  $H_1 = 400 \mu m$  car il devient difficile de mesurer des vitesses à l'interface pour des épaisseurs plus grandes. En effet, pour les faibles épaisseurs, les écoulements sont parfaitement visibles et dans le même sens que les contraintes thermocapillaires alors que pour les épaisseurs grandes épaisseurs il devient impossible de suivre les traceurs (figure 6.2). Si nous regardons les expressions de la composante radiale de la vitesse thermocapillaire décrites au chapitre 2, nous constatons qu'elles évoluent en  $1/H_1$ . Donc dans le cas des faibles épaisseurs les écoulements sont probablement dominés par l'effet thermocapillaire. Si nous augmentons l'épaisseur de saumure, la figure 6.2b) montre que les écoulements n'ont pas du tout la même forme que sur la figure 6.2a). En effet, d'après le chapitre 2, les vitesses des écoulements thermogravitaires évoluent en  $H_1^3$ . Ainsi, pour les grandes épaisseurs, les écoulements sont probablement gouvernés par l'effet thermogravitaire liés au chauffage inhomogène de la couche de saumure par le laser. Le couplage semble créer des écoulements complexes donc difficilement voir impossible à suivre simplement avec des traceurs. Avec ce critère visuel, nous mettons donc déjà en évidence une compétition entre deux effets de natures différentes. Nous avons donc un régime de couche mince pour lequel les écoulements semblent être dominés par l'effet thermocapillaire et un régime de couche épaisse pour lequel les écoulements sont pilotés par un mécanisme différent qui pourrait être d'origine thermogravitaire.

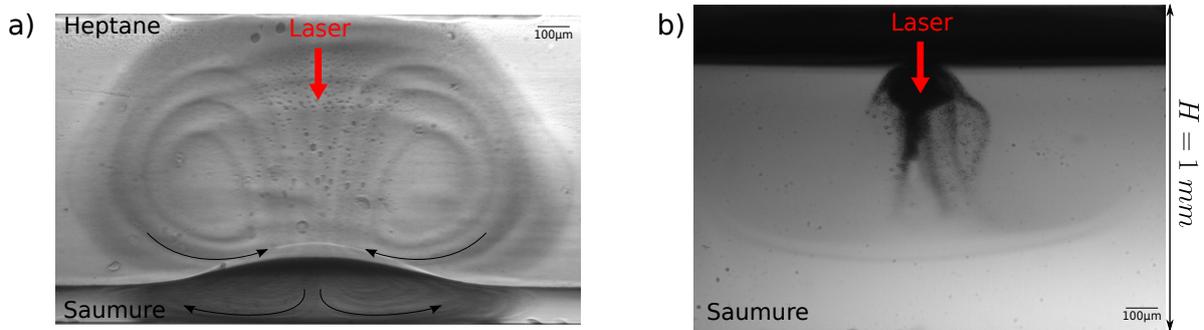


Figure 6.2: Images des écoulements pour  $H_1 = 116 \mu m$  (a) et pour  $H_1 = 848 \mu m$  (b). Les flèches noires représentent le sens des écoulements. La hauteur des images correspond à celle de la cellule d'analyse c'est-à-dire 1 mm.

## 2. Mesure des déformations d'interface

Afin de quantifier la transition entre ces deux régimes, nous nous sommes intéressés aux déformations d'interfaces. Dans un premier temps, nous avons extrait de chaque image, illustrée sur la figure 6.3a), le profil de l'interface à l'état stationnaire. De plus, la séquence d'images présentées sur cette figure nous permet d'observer la formation des rouleaux au cours du temps de part et d'autre de l'interface. Nous avons présenté des profils d'interface pour plusieurs puissances absorbées sur les figures 6.3b) pour  $H_1 = 66 \mu m$  et 6.3d) pour  $H_1 = 396 \mu m$ . Nous constatons que la hauteur maximale de déformation augmente avec la puissance absorbée. Les figures 6.3c) et 6.3e) présentent les profils de déformation normalisés par leur hauteur maximale en fonction de la coordonnée radiale elle-même normalisée par la largeur à mi-hauteur de la déformation. Celle-ci est tracée dans les inserts en fonction de la puissance absorbée. Sur l'insert nous constatons l'augmentation de la largeur à mi-hauteur des profils en fonction de  $P_{abs}$ . Par contre les ordres de grandeurs des largeurs de déformations sont différents ; les profils sont bien plus larges pour  $H_1 = 66 \mu m$  que pour  $H_1 = 396 \mu m$ . Les modèles à une dimension utilisés, étant bâtis sur l'hypothèse de lubrification, ne permet-

# I. ANALYSE DES DÉFORMATIONS D'INTERFACES SAUMURE/HEPTANE OBTENUES EXPÉRIMENTALEMENT

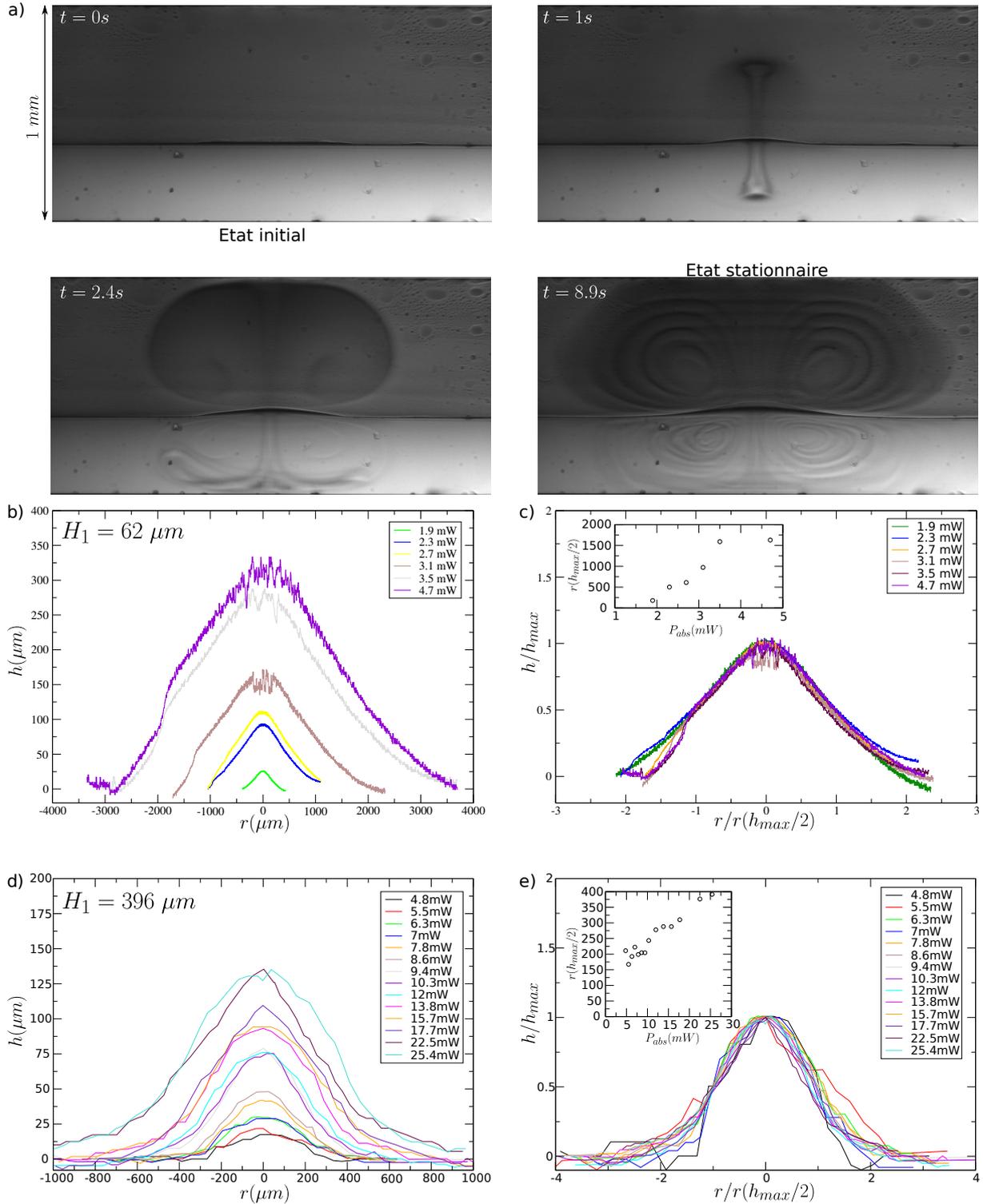


Figure 6.3: (a) Images expérimentales de la dynamique de formation des écoulements et des déformations de l'interface  $H_1 = 396 \mu m$  et  $P_{abs} = 8.6 mW$ . L'image à  $t = 0$  représente le système avant chauffage laser et à  $t = 8.9s$  le système à l'état stationnaire. Profils de déformations de l'interface saumure/heptane pour  $H_1 = 66 \mu m$  (b) et  $H_1 = 396 \mu m$  (d) et pour plusieurs puissances absorbées. (c-e) représentent respectivement les profils des figures (b-d) normalisés par leur largeur à mi-hauteur, pour l'abscisse, et par leur hauteur maximale de déformation, pour les ordonnées. Les inserts des figures (c-e) représentent l'évolution de la largeur à mi-hauteur de la déformation ( $r(h_{max}/2)$ ) avec la puissance absorbée.

tent pas de modéliser les profils de l'interface proche de l'axe du faisceau. C'est pourquoi nous nous sommes servis du modèle bidimensionnel, développé dans le chapitre 2 section II.2 [64], pour décrire les déformations d'interface (figure 6.4). Ce modèle ne prenant en compte que l'effet thermocapillaire, il est représentatif des faibles épaisseurs.

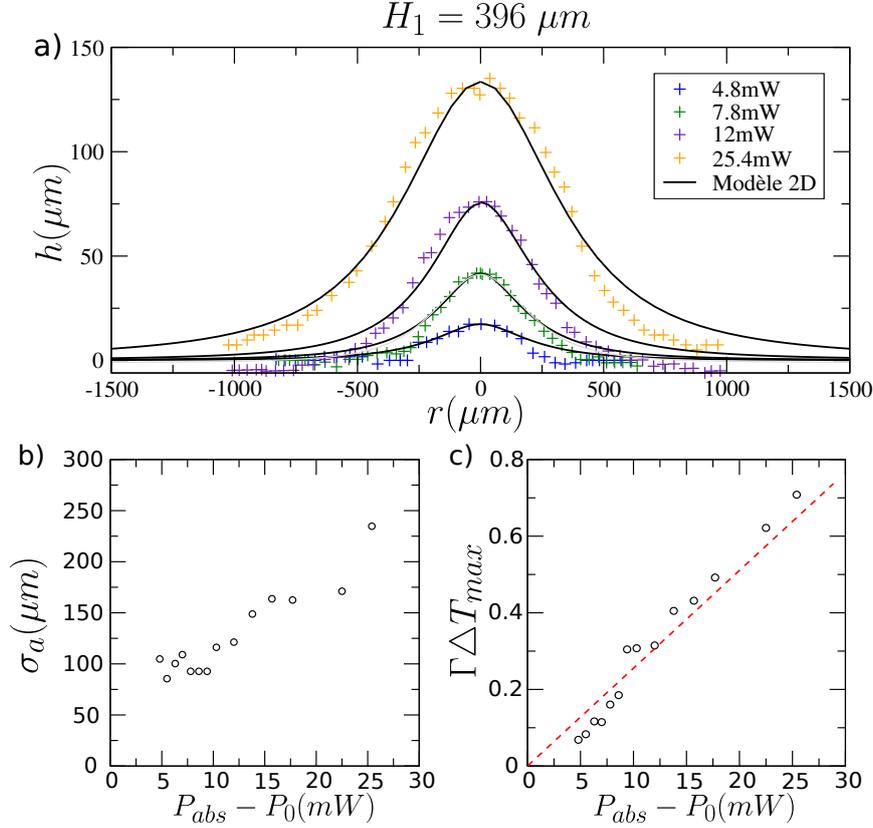


Figure 6.4: (a) Profils d'interface expérimentaux (symboles) ajustés par le modèle analytique 2D (lignes noires) défini au chapitre 2 section II.2 par l'équation 2.92. Largeur du champ de température (b) et paramètre d'excitation (c) obtenus à partir du modèle 2D.

Pour décrire les expériences avec le modèle bidimensionnel, nous avons besoin de deux paramètres : la largeur du champ de température  $\sigma_a$  lorentzien et du paramètre d'excitation  $\Gamma$  définissant l'amplitude de la déformation. Ces paramètres sont choisis de sorte que les profils analytiques décrivent au mieux les profils expérimentaux, comme le montre la figure 6.4a). Les ajustements ont été réalisés pour  $H_1 = 396 \mu\text{m}$ . Nous constatons que le modèle thermocapillaire décrit très bien les déformations d'interface pour  $H_1 = 396 \mu\text{m}$ . Cela signifie que pour cette épaisseur, l'effet thermogravitaire n'est pas suffisamment important pour prendre le dessus sur l'effet thermocapillaire. Ainsi la transition supposée s'effectue pour des épaisseurs de saumure  $H_1 > 400 \mu\text{m}$ . Ensuite, nous avons tracé sur la figure 6.4(b-c) respectivement l'évolution de  $\sigma_a$  et  $\Gamma$  en fonction de la puissance absorbée. L'évolution de la largeur du champ de température prédite par le modèle bidimensionnel suit le même comportement que la largeur des profils expérimentaux décrit dans l'insert de la figure 6.3d) ce qui signifie que la largeur de la déformation dépend de la largeur du champ de température. Enfin, nous remarquons que l'évolution du paramètre d'excitation  $\Gamma$  semble varier linéairement avec  $P_{abs}$  dans la gamme de puissance de l'expérience.

Nous avons étudié sur la figure 6.5 l'évolution de la hauteur maximale de déformation

en fonction de la puissance absorbée pour plusieurs épaisseurs de saumure  $H_1$ . Pour  $62 \mu\text{m} < H_1 < 611 \mu\text{m}$  la hauteur maximale de déformation diminue lorsque l'épaisseur  $H_1$  augmente, comme illustré sur la figure 6.5a). Lorsque nous continuons d'augmenter,  $H_1 > 611 \mu\text{m}$ , la hauteur maximale de déformation augmente. De plus, il apparaît que pour les faibles puissances,  $h_{max}/H_2$  évolue linéairement avec la puissance absorbée  $P_{abs} - P_0$ . Donc pour illustrer le comportement présenté sur la figure 6.5, nous avons extrait la pente de chacune des courbes en réalisant un ajustement linéaire sur les faibles puissances, comme présenté sur la figure 6.6a). Enfin, nous avons tracé les pentes obtenues par les ajustements en fonction de l'épaisseur de saumure  $H_1$  sur la figure 6.6b). La pente  $dh/dP_{abs}$  est minimale pour  $H_1$  comprise entre  $400 \mu\text{m}$  et  $600 \mu\text{m}$ . Cela pourrait être la signature d'une transition d'un régime de déformation gouverné par l'effet thermocapillaire vers un régime de déformation gouverné par l'effet thermogravitaire.

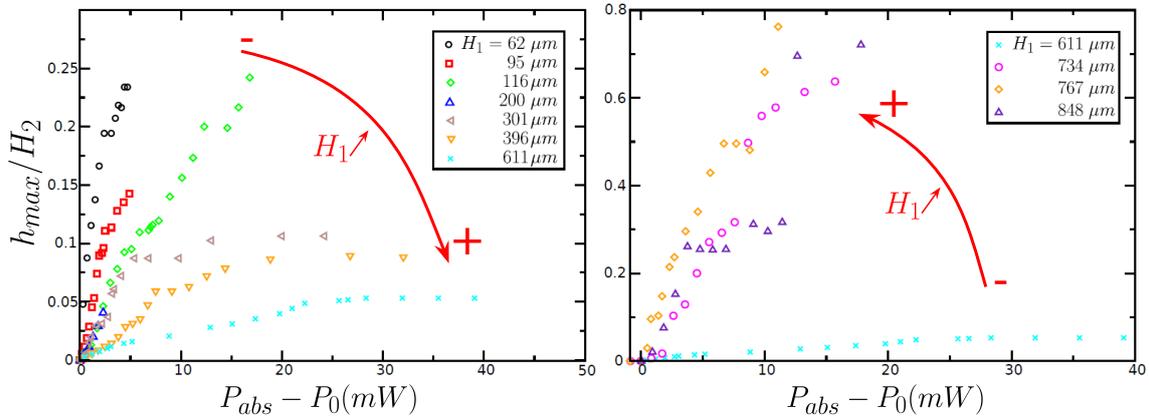


Figure 6.5: Évolution de la hauteur maximale de déformation, normalisée par  $H_2$ , en fonction de la puissance absorbée pour  $62 \mu\text{m} < H_1 < 611 \mu\text{m}$  comprise entre et (a) et pour  $611 \mu\text{m} < H_1 < 848 \mu\text{m}$ .  $P_0$  correspondant à la figure 5.6.

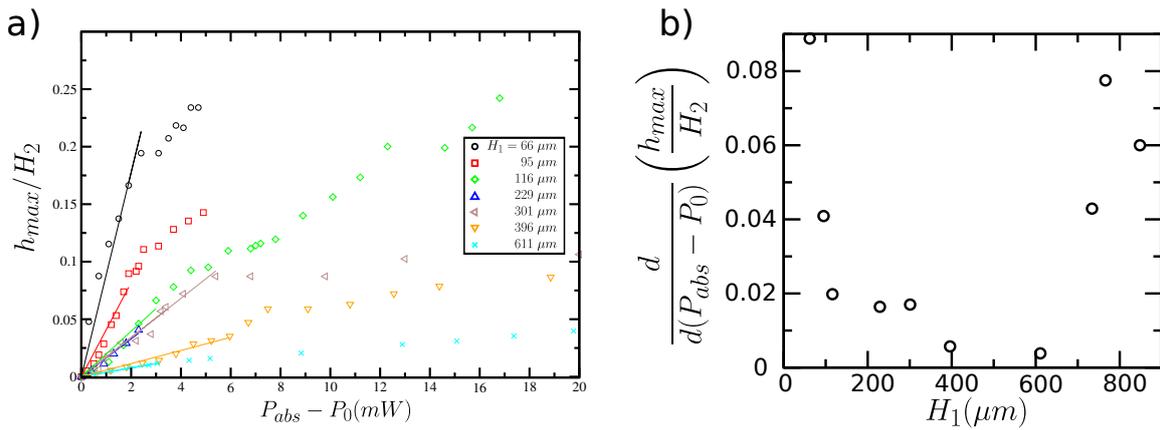


Figure 6.6: (a) Ajustement linéaire de  $h_{max}/H_2$  en fonction de  $P_{abs} - P_0$  pour les faibles puissances. (b) Valeur de la pente de l'ajustement linéaire obtenue sur la figure de gauche en fonction de l'épaisseur de saumure  $H_1$ .

Pour conclure cette première étude expérimentale, nous avons observé que l'interface se déforme toujours vers la phase heptane quel que soit le rapport de hauteurs  $H_1/H_2$ . Or

nous avons vu dans le chapitre précédent que si la déformation est pilotée uniquement par l'effet thermocapillaire, le sens de déformation doit s'inverser pour une épaisseur de saumure supérieure à  $H_1 = 602 \mu m$  ce qui n'est pas le cas. L'analyse des pentes  $dh/dP_{abs}$  a permis de mettre en évidence deux régimes de déformations :

- $H_1 < 400 \mu m$  : l'amplitude de la déformation diminue lorsque  $H_1$  augmente. L'effet thermocapillaire semble dominant dans ce régime.
- $H_1 > 600 \mu m$  : l'amplitude de déformation augmente lorsque  $H_1$  augmente. Il semble que l'effet thermogravitaire soit dominant dans cette gamme d'épaisseurs
- $400 \mu m < H_1 < 600 \mu m$  : la hauteur de déformation est minimale dans cette gamme d'épaisseurs. Dans ce cas les deux effets sont comparables.

## II Description des résultats expérimentaux avec un modèle analytique 1D

Pour décrire ce comportement, nous avons utilisé les modèles 1D à deux fluides établis dans le chapitre 2. En effet, ces modèles permettent de décrire les écoulements et la pente de l'interface  $dh/dr$  dans le cas  $dh/dr \ll 1$ . Nous rappelons les expressions de la pente en fonction de l'effet considéré :

- effet thermocapillaire :

$$\left. \frac{dh}{dr} \right|_{\Gamma} = \frac{3}{2(\rho_1 - \rho_2)g} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (6.2)$$

- effet thermogravitaire :

$$\left. \frac{dh}{dr} \right|_{\alpha} = \frac{1}{8} \frac{H_1}{H_2(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\eta_2 H_1^2 + 4\eta_2 H_1 H_2 + \eta_1 H_2^2}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (6.3)$$

Pour comparer ces deux effets nous avons choisi de faire le rapport des deux pentes. Nous obtenons l'expression suivante :

$$R = \left. \frac{dh}{dr} \right|_{\Gamma} / \left. \frac{dh}{dr} \right|_{\alpha} = \frac{12}{g H_1^3} \frac{\gamma_0 \Gamma}{\rho_1 \alpha} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_2 H_1^2 + 4\eta_2 H_1 H_2 + \eta_1 H_2^2} \quad (6.4)$$

La figure 6.7 montre l'évolution de  $R$  en fonction de  $H_1/H_2$  pour  $\Gamma/\alpha = 1$ . Pour lire cette courbe, il suffit de suivre le sens de la flèche bleue. Nous avons deux régimes :

- $R > 1$  : effet thermocapillaire dominant
- $R < 1$  : effet thermogravitaire dominant (voir figure 6.8)

De plus lorsque  $R < 1$ , il y a deux possibilités :

- $0 < R < 1$  : les effets sont additifs
- $-1 < R < 0$  : les effets sont opposés

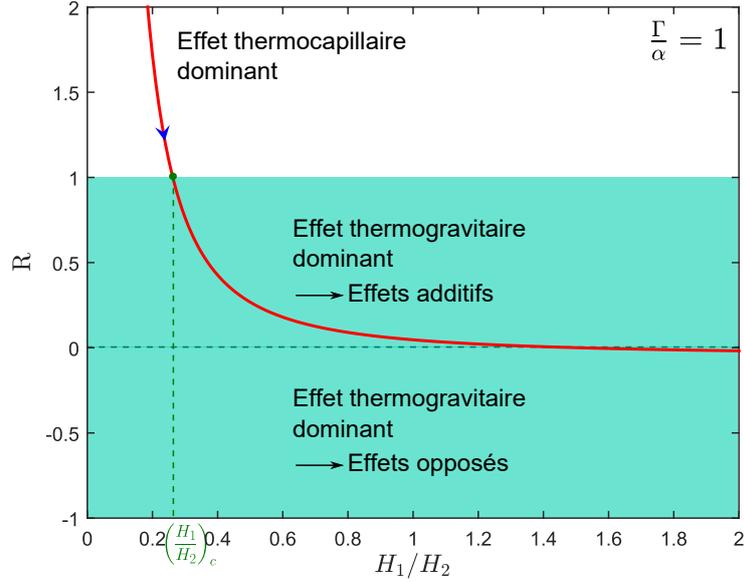


Figure 6.7: Évolution du rapport des deux effets  $R = (dh/dr)_\Gamma / (dh/dr)_\alpha$  en fonction de  $H_1/H_2$  pour  $\Gamma/\alpha = 1$ . Lorsque le rapport est supérieur à 1, la déformation est pilotée par l'effet thermocapillaire. En revanche lorsque le rapport est inférieur à 1, la déformation est gouvernée par l'effet thermogravitaire. Si  $0 < R < 1$  les deux effets coopèrent et pour  $R < 0$  les effets s'opposent. La flèche bleue indique le sens de lecture de la courbe.

Pour finir, lorsque  $R = 1$ , les deux effets se compensent. Cela nous permet d'obtenir un rapport d'épaisseur critique  $(H_1/H_2)_c$  (figure 6.7) tel que si  $H_1/H_2 > (H_1/H_2)_c$  la déformation est majoritairement gouvernée par l'effet thermogravitaire. Nous avons reproduit ce calcul pour plusieurs valeurs de  $\Gamma/\alpha$  sur la figure 6.8. Cette figure montre que la valeur de  $(H_1/H_2)_c$  augmente lorsque  $\Gamma/\alpha$  augmente. Pour bien illustrer ce comportement, nous avons tracé sur la figure 6.9  $(H_1/H_2)_c$  en fonction  $\Gamma/\alpha > 0$  et pour plusieurs rapports de viscosités. Cette figure montre bien l'augmentation du rapport de transition  $(H_1/H_2)_c$  lorsque le rapport  $\Gamma/\alpha$  augmente. De plus, si nous nous plaçons à  $\Gamma/\alpha$  constant, nous constatons que le rapport d'épaisseurs de transition  $(H_1/H_2)_c$  augmente lorsque le rapport de viscosités diminue. Nous pouvons maintenant aller plus loin et décrire la courbe expérimentale de la figure 6.6. Pour cela, nous devons déterminer  $dh/dP$  avec les modèles 1D. Pour faire apparaître la dépendance en puissance dans les expressions 6.2 et 6.3, nous considérons la variation linéaire de l'élévation maximale de température avec la puissance absorbée :

$$\Delta T_{max} = aP_{abs} \quad (6.5)$$

En réalisant un ajustement linéaire global (toute épaisseur confondue), à faible puissance absorbée, sur la courbe de  $\Delta T_{max}$  en fonction de  $P_{abs}$ , présenté sur la figure 5.5a), nous obtenons  $a = 0.55$ . Pour commencer, nous intégrons  $dh/dr$  suivant  $r$ :

$$h_\Gamma(r) = \frac{3}{2(\rho_1 - \rho_2)g} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dT} \Delta T(r) \quad (6.6)$$

$$h_\alpha(r) = \frac{1}{8} \frac{H_1}{H_2(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\eta_2 H_1^2 + 4\eta_2 H_1 H_2 + \eta_1 H_2^2}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dT} \Delta T(r) \quad (6.7)$$

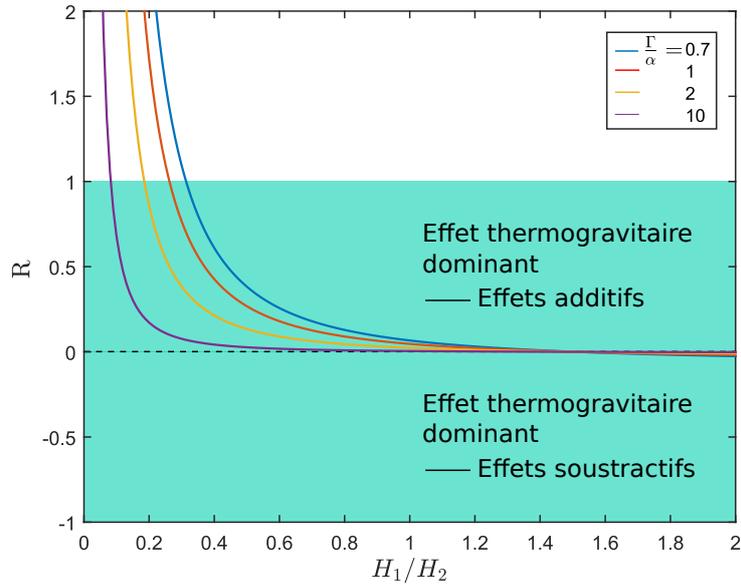


Figure 6.8: Évolution de  $R$  en fonction de  $H_1/H_2$  pour plusieurs  $\Gamma/\alpha$ . Nous obtenons  $(H_1/H_2)_c$  lorsque  $R = 1$ . Comme nous pouvons nous y attendre  $(H_1/H_2)_c$  augmente avec  $\Gamma/\alpha$ .

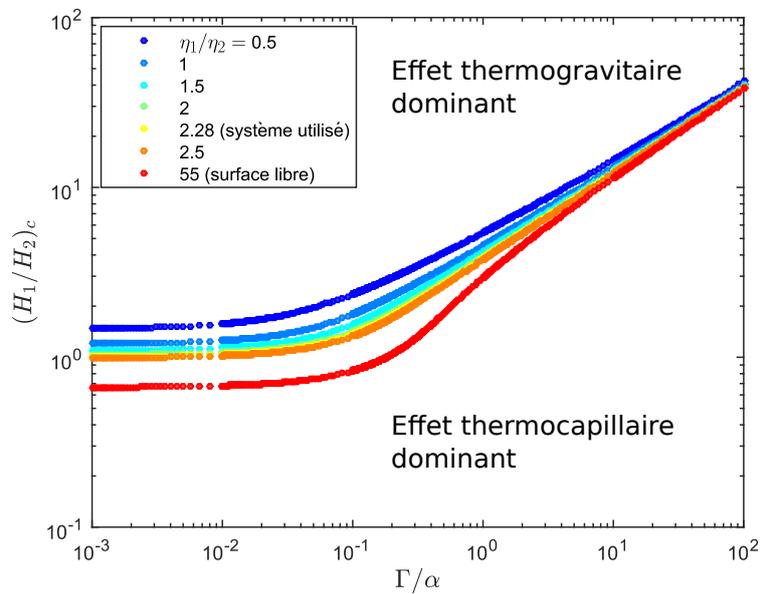


Figure 6.9: Évolution du rapport  $(H_1/H_2)_c$  pour lequel il y a une transition d'un régime de déformation gouverné par l'effet thermocapillaire vers un régime thermogravitaire, en fonction du rapport  $\Gamma/\alpha$ . Cette courbe a été réalisée pour plusieurs valeurs du rapport de viscosités  $\eta_1/\eta_2$ . La valeur  $\eta_1/\eta_2 = 55$  correspond à un système eau/air.

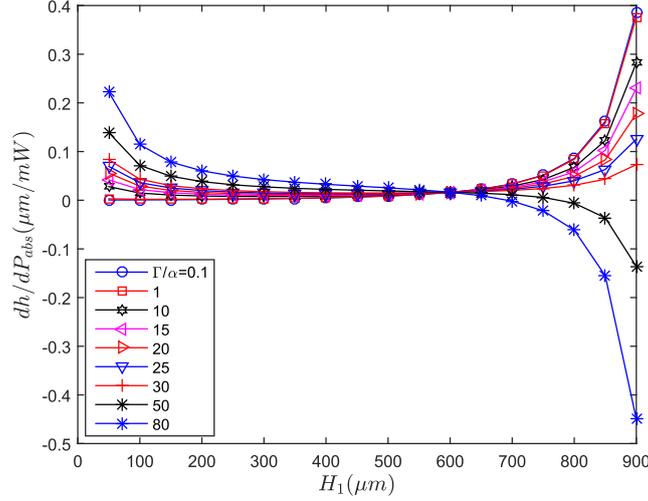


Figure 6.10: Évolution de  $dh/dP_{abs}$  en fonction de  $H_1$  pour plusieurs rapport  $\Gamma/\alpha$  dans le cadre d'un modèle 1D. Nous retrouvons bien le comportement montré par la figure 6.6b) pour des valeurs de  $\Gamma/\alpha < 30$ .

Avec la définition linéaire de la température en fonction de la puissance absorbée, les expressions précédentes deviennent :

$$h_{\Gamma}(r) = \frac{3}{2(\rho_1 - \rho_2)g} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dT} a P_{abs} \quad (6.8)$$

$$h_{\alpha}(r) = \frac{1}{8} \frac{H_1}{H_2(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\eta_2 H_1^2 + 4\eta_2 H_1 H_2 + \eta_1 H_2^2}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dT} a P_{abs} \quad (6.9)$$

Maintenant nous dérivons par rapport à  $P_{abs}$ :

$$\frac{dh_{\Gamma}}{dP_{abs}} = \frac{3}{2(\rho_1 - \rho_2)g} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dT} a \quad (6.10)$$

$$\frac{dh_{\alpha}}{dP_{abs}} = \frac{1}{8} \frac{H_1}{H_2(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\eta_2 H_1^2 + 4\eta_2 H_1 H_2 + \eta_1 H_2^2}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \frac{d\rho_1}{dT} a \quad (6.11)$$

En sommant les contributions nous obtenons  $dh/dP_{abs}$  :

$$\frac{dh}{dP_{abs}} = \frac{dh_{\Gamma}}{P_{abs}} + \frac{dh_{\alpha}}{P_{abs}} \quad (6.12)$$

$$\Rightarrow \frac{dh}{dP_{abs}} = \frac{a\alpha}{2(\rho_1 - \rho_2)} \left( \frac{3\gamma_0}{g} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{\Gamma}{\alpha} + \frac{\rho_1 H_1}{4H_2} \frac{\eta_2 H_1^2 + 4\eta_2 H_1 H_2 + 3\eta_1 H_2^2}{\eta_2 H_1 + \eta_1 H_2} \right) \quad (6.13)$$

En faisant varier le paramètre  $\Gamma/\alpha$ , nous obtenons les comportements illustrés sur la figure 6.10. Comme l'épaisseur de saumure varie entre  $62 \mu m$  et  $848 \mu m$ , nous avons fait varier  $H_1$  entre  $50 \mu m$  et  $900 \mu m$  dans le modèle. Nous retrouvons le comportement de la figure 6.6b) pour  $1 < \Gamma/\alpha < 30$ . Pour  $\Gamma/\alpha < 1$ ,  $dh/dP_{abs}$  est monotone croissante. Si nous nous référons à la figure 6.9, nous voyons que dans ce cas l'effet thermogravitaire est dominant quelle que soit l'épaisseur de saumure. Par contre, pour  $\Gamma/\alpha > 50$ , nous constatons un changement de signe de la pente  $dh/dP_{abs}$  que seul peut prédire la composante thermocapillaire du modèle

; cela signifie que la déformation est gouvernée par l'effet thermocapillaire quelle que soit  $H_1$ . Ainsi l'expérience correspond à des valeurs intermédiaires de  $\Gamma/\alpha$ . Nous avons comparé sur la figure 6.11 l'expérience aux différents calculs et il apparaît que la valeur permettant de décrire au mieux l'expérience est comprise entre 22 et 28. La valeur de  $\alpha$  étant connue pour l'eau ( $\alpha \simeq 2.10^{-4} K^{-1}$ ), le rapport  $\Gamma/\alpha$  obtenu permet de remonter à la valeur de la variation effective de la tension interfaciale avec la température  $\left. \frac{d\gamma}{dT} \right|_{eff}$  :

$$22 < \frac{\Gamma}{\alpha} < 28 \text{ et } \Gamma = \frac{1}{\gamma_0} \frac{d\gamma}{dT} \quad (6.14)$$

$$\Rightarrow 2.10^{-7} N/m/K < \left. \frac{d\gamma}{dT} \right|_{eff} < 3.10^{-7} N/m/K \quad (6.15)$$

La valeur de la tension interfaciale utilisée pour ce calcul est celle obtenue dans la section III.3 du chapitre 3.

En observant les écoulements, nous avons constaté que la géométrie des écoulements changeait de façon majeure en fonction de l'épaisseur du liquide absorbant à la longueur d'onde utilisée (saumure). Cette modification est visible à partir de  $H_1 \sim 400 \mu m$  et laisse supposer l'existence de plusieurs régimes. Les écoulements étant couplés aux déformations d'interface, nous avons étudié ces déformations qui sont visibles et mesurables quelle que soit l'épaisseur de saumure  $H_1$ . L'analyse des déformations a confirmé l'existence de ces deux régimes ainsi que l'existence d'un régime de transition entre  $400 \mu m$  et  $600 \mu m$ . Enfin, l'utilisation d'un modèle à une dimension nous a permis de caractériser la transition d'un régime thermocapillaire (faible épaisseur de saumure) vers un régime thermogravitaire (grande épaisseur de saumure).

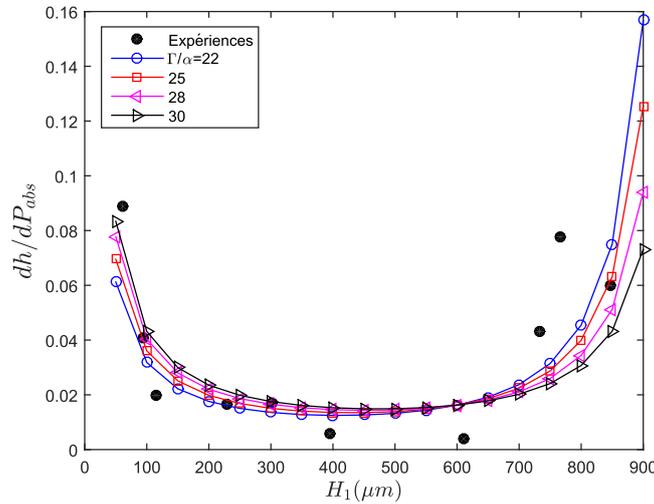


Figure 6.11: Variation  $dh/dP_{abs}$  obtenue expérimentalement (symboles noirs et pleins) et par le modèle 1D (symboles creux reliés). La prédiction du modèle est calculée pour plusieurs valeurs de  $\Gamma/\alpha$ . La valeur donnant la meilleure description de l'expérience est  $\Gamma/\alpha$  compris entre 22 et 28.

### III Formation d'un pont liquide

Dans le chapitre précédent nous avons montré que l'effet thermocapillaire semble déstabiliser une interface et conduire à la formation d'un pont liquide uniquement dans le cas où les

contraintes thermocapillaires sont opposées au gradient de température ( $\Gamma < 0$ ). Dans le cas contraire, qui correspond à nos expériences, l'interface pourrait être transitoirement instable mais devrait finir par atteindre un nouvel état stationnaire, empêchant ainsi toute formation de pont liquide quel que soit le rapport de hauteur. Cependant, l'analyse des résultats expérimentaux montre qu'à partir de  $H_1 \sim 600 \mu m$ , l'effet thermocapillaire devient négligeable devant l'effet thermogravitaire. Ainsi, lorsque l'épaisseur de saumure est suffisante, l'interface se déforme jusqu'à atteindre la bord supérieur de la cellule formant alors un pont liquide (figure 6.12).

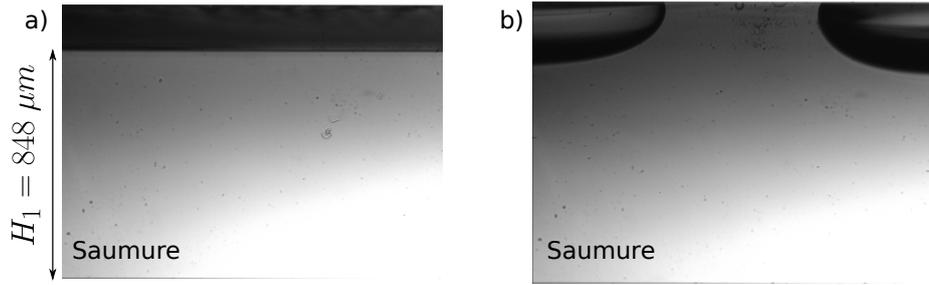


Figure 6.12: (a) Image d'un échantillon avant excitation pour  $H_1 = 848 \mu m$ . (b) Formation d'un pont liquide expérimentalement pour une puissance  $P_{abs} = 40.2 mW$ . La hauteur totale de l'image correspond à la hauteur de la cellule, soit 1 mm.

Pour comprendre le mécanisme de formation du pont liquide, nous nous sommes intéressés à sa dynamique. La figure 6.13a) est une séquence d'images représentant la déstabilisation et la formation du pont liquide. Pendant les cinq premières secondes, il semblerait que l'interface ne réagisse pas à l'excitation laser puis, l'interface se déforme et le pont se forme trois secondes plus tard. Pour illustrer l'accélération de la déformation nous avons tracé  $h_{max}/H_2$  en fonction du temps pour  $H_1 = 848 \mu m$ . Pour confirmer l'origine thermogravitaire de la formation de ce pont, nous avons réalisé des simulations numériques en ne tenant compte de la variation de la masse volumique avec la température pour une épaisseur de saumure  $H_1 = 848 \mu m$ . La figure 6.14 représente les résultats de ces calculs pour plusieurs valeurs de l'excitation thermogravitaire seul ( $\Gamma \Delta T_{max} = 0$ ) et confirme que l'effet thermogravitaire peut induire la formation d'un pont liquide pour  $\alpha = 0.03 K^{-1}$ . Si nous augmentons la valeur de l'excitation, nous diminuons le temps que met l'interface pour se déstabiliser. En effet, l'insert de la figure 6.14b) montre que le temps caractéristique est de l'ordre de  $t/\tau = 12.5$  alors que pour la figure 6.14c) ce temps est de l'ordre de  $t/\tau = 5$  calculé en prenant la tangente à l'origine. Expérimentalement  $\alpha$  vaut environ  $2.10^{-4} K^{-1}$ . Il y a donc un facteur 100 entre l'expérience et la simulation. De plus, les simulations numériques et les expériences montrent une dynamique de rupture différente. Pour comprendre cette différence nous devons retourner aux approximations qui sont à la base de nos simulations numériques. Nous avons considéré que nous étions en régime visqueux et diffusif, c'est-à-dire que nous avons un nombre de Reynolds  $Re$  et un nombre de Péclet  $Pe$  petit devant 1. Or si nous calculons ces nombres dans les conditions expérimentales de la formation du pont liquide, nous avons :

$$Re = \frac{\rho_1 u_z H_1}{\eta_1} = 0.18 \quad (6.16)$$

$$Pe = \frac{u_z H_1^2}{\chi T} = 1.8 \quad (6.17)$$

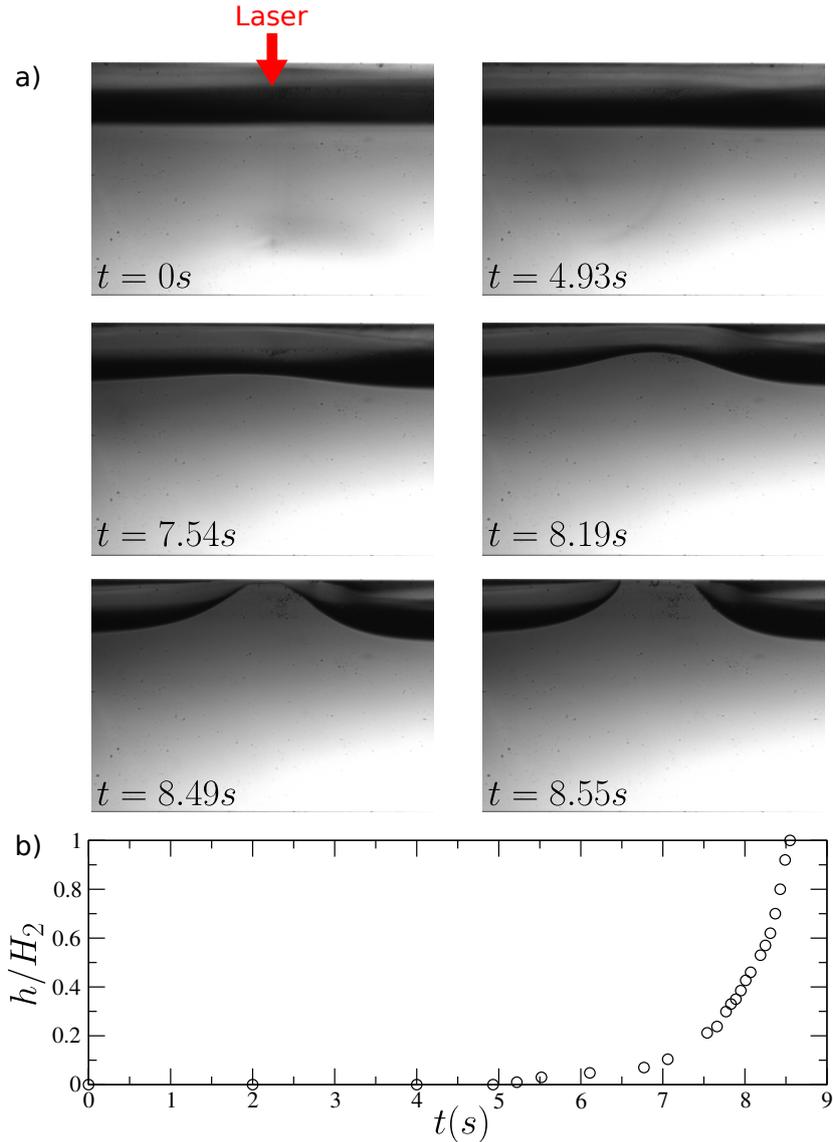


Figure 6.13: (a) Séquence d'images montrant la déstabilisation de l'interface et la formation d'un pont liquide pour une épaisseur de saumure  $H_1 = 396 \mu m$  et une puissance absorbée de  $40.2 mW$ . (b) Évolution temporelle correspondante de l'amplitude de déformation normalisée par l'épaisseur d'heptane  $H_2$ .

La vitesse  $u_z$  étant liée à la déformation, nous l'avons calculée en prenant la pente de  $h(t)$  pour  $8.2 s < t < 8.55 s$ . Cela signifie que pour décrire quantitativement la déstabilisation et la formation d'un pont liquide, nous devons prendre en compte l'advection de l'écoulement ainsi que son inertie. La formation du pont liquide a été observée pour deux autres épaisseurs  $H_1 = 733.8 \mu m$  pour et  $H_1 = 766.8 \mu m$  respectivement pour une puissance absorbée  $P_{abs} = 24 mW$  et  $P_{abs} = 24.4 mW$ . La figure 6.15 montre la formation pont liquide pour  $H_1 = 733.8 \mu m$ .

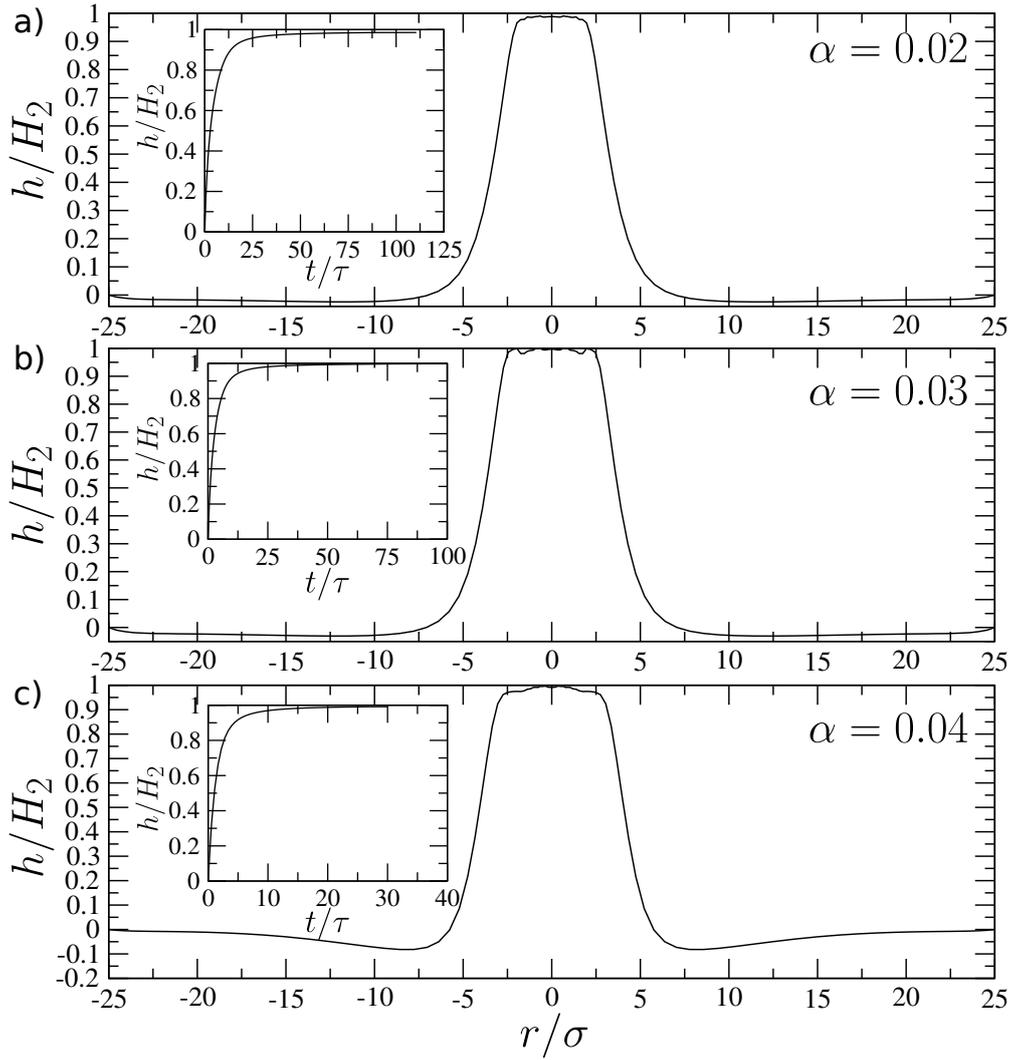


Figure 6.14: Profil de l'interface déformée par l'effet thermogravitaire pour  $H_1 = 800 \mu\text{m}$  et pour  $\alpha = 0.02$  (a),  $\alpha = 0.03$  (b) et  $\alpha = 0.04$  (c). Les figures en inserts représentent l'évolution temporelle de  $h(r = 0)/H_2$ . Les simulations numériques ne tiennent compte que de l'effet thermogravitaire  $\Gamma\Delta T_{max} = 0$ .



Figure 6.15: Formation d'un pont liquide pour  $H_1 = 733.8 \mu\text{m}$  et pour une puissance absorbée de  $24 \text{ mW}$ .

## IV Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié la compétition entre l'effet thermocapillaire et l'effet thermogravitaire en fonction de la puissance absorbée par la saumure et du rapport de hauteurs  $H_1/H_2$  des deux couches liquides. Tout d'abord, l'observation des écoulements a mis en évidence une modification de la forme des rouleaux en fonction de l'épaisseur de saumure, laissant supposer un changement de mécanisme. Les écoulements étant difficilement définissables pour  $H_1 > 400 \mu m$  et compte tenu du couplage existant entre écoulements et déformations, nous avons analysé les déformations d'interface induites par le gradient de température. Cette analyse a confirmé l'existence d'une transition entre deux régimes de déformation et cette transition apparaît pour  $400 \mu m < H_1 < 600 \mu m$ . En décrivant le comportement des déformations avec des modèles à une dimension, nous avons montré que pour de petites épaisseurs de saumure ( $H_1 < 400 \mu m$ ), les déformations d'interfaces sont pilotées par l'effet thermocapillaire. Par contre, pour des épaisseurs de saumure supérieure à  $H_1 = 600 \mu m$ , l'effet thermogravitaire domine la déformation.

Enfin, dans la dernière section de ce chapitre, nous avons mis expérimentalement en évidence la déstabilisation de l'interface et la formation d'un pont liquide du liquide 1 dans le liquide 2. L'utilisation des simulations numériques, nous a permis de confirmer qualitativement l'origine thermogravitaire de la formation de ce pont liquide. On pouvait dès lors se poser la question de savoir si l'effet thermogravitaire peut conduire à la formation d'un jet. Des expériences supplémentaires sont nécessaires pour caractériser plus en détail ce phénomène.



## Chapitre 7

# Conclusions et perspectives

L'objectif de ce manuscrit a été d'étudier les écoulements thermogravitaires et thermocapillaires induits par un chauffage laser localisé dans des couches liquides, le chauffage laser ayant la propriété unique de produire de très forts gradients thermiques pour de faibles élévations de température. Dans le cas général d'un système à deux fluides, avec un seul liquide absorbant à la longueur d'onde utilisée, les deux effets sont en compétition et donc a priori difficilement analysables séparément.

Nous avons donc commencé par étudier un fluide confiné entre deux lames de verres, éliminant ainsi les phénomènes d'interface associés à la tension interfaciale. Dans ce cas les écoulements sont seulement dûs à la variation de la masse volumique avec la température. A l'aide d'un colorant thermosensible, nous avons mesuré la distribution radiale de la température induite dans la couche. L'étude des caractéristiques de la température en fonction de la puissance absorbée et de l'épaisseur de la couche fluide a permis de montrer une variation linéaire de la température pour les faibles puissances qui devient non-linéaire aux fortes puissances. Ce chauffage localisé peut mettre en mouvement le fluide.

En se servant de notre méthode de PIV nous avons réalisé des mesures du champ de vitesse en faisant varier la puissance absorbée et l'épaisseur de la couche de fluide. Pour comprendre l'impact de l'épaisseur et de la puissance sur la vitesse des écoulements, nous nous sommes servis d'un modèle analytique et de simulations numériques. Ces outils ont non seulement permis de décrire l'expérience mais également de prédire l'évolution du champ de vitesse en fonction de l'épaisseur de liquide. Nous en avons déduit l'existence d'un régime de couche mince et d'un régime de couche épaisse.

Nous avons ensuite modifié notre système expérimental pour étudier l'influence des effets interfaciaux. En raison de la compétition permanente entre l'effet thermocapillaire et l'effet thermogravitaire, il nous a été impossible d'étudier la contribution du gradient de tension interfaciale seul sur les écoulements en fonction de l'ensemble des paramètres du système. Nous avons donc réalisé une étude numérique de l'effet thermocapillaire en fonction du rapport de hauteurs  $H_1/H_2$  et du rapport de viscosités  $\eta_1/\eta_2$ . Les résultats des simulations numériques combinées à un modèle analytique 1D thermocapillaire permettent de prédire le sens de la déformation de l'interface induite par les écoulements ainsi que son comportement en fonction des deux paramètres de l'étude. Nous avons également montré que lorsque le gradient de tension interfaciale est de même signe que le gradient de température ( $\Gamma > 0$ ), l'amplitude de la déformation sature alors que dans le cas contraire ( $\Gamma < 0$ ), la déformation peut devenir suffisamment importante pour que l'interface se déstabilise pour former un pont liquide.

Après avoir caractérisé d'une part l'effet thermogravitaire et d'autre part l'effet thermocapillaire, nous nous sommes intéressés à la description du couplage entre ces deux contributions.

---

Dans un premier temps, l'observation des écoulements durant l'expérience nous offre un critère visuel pour discriminer qualitativement le régime dans lequel nous nous trouvons. Pour valider cette transition, nous nous sommes intéressés au comportement de l'interface en fonction de la puissance absorbée et du rapport de hauteurs  $H_1/H_2$ . L'analyse des données expérimentales a révélé qu'il existe bien deux régimes : un régime dominé par l'effet thermocapillaire pour  $H_1 < 400 \mu m$ , un régime thermogravitaire pour  $H_1 > 600 \mu m$  ; la transition s'opère entre  $400 \mu m$  et  $600 \mu m$  pour notre rapport de viscosité. Pour une description plus quantitative du comportement de la déformation en fonction des rapports de hauteurs et de viscosités, nous avons comparé les modèles thermocapillaire et thermogravitaire (à 1D). Cela nous a permis de définir le rapport de hauteur critique  $(H_1/H_2)_c$  à partir duquel l'effet thermogravitaire devient dominant. Ce modèle confirme bien la présence de deux régimes d'écoulements :

- un régime à faible épaisseur de saumure pour lequel l'effet thermocapillaire domine les écoulements
- un régime à grande épaisseur de saumure pour lequel l'effet thermogravitaire est dominant.

séparé par une transition (rapport de hauteurs proche de 1) pour lequel les deux effets sont comparables. Enfin nous avons observé expérimentalement la déstabilisation d'une interface entraînant la formation d'un pont de saumure dans une couche d'heptane. L'étude de ce phénomène reste qualitative et l'utilisation du BEM nous a permis de confirmer l'origine thermogravitaire de la formation de ce pont.

Pour conclure, nous avons développé au cours de ce travail des outils qui permettent de mesurer et comprendre les écoulements dans un système diphasique pour lequel l'un des deux liquides absorbe l'onde laser. Parallèlement le mélange saumure/heptane en équilibre de Winsor III se caractérise par une très faible tension interfaciale. Ainsi, l'interface est plane en l'absence d'excitation laser mais également très déformable. L'analyse des déformations d'interface a permis d'une part de quantifier la compétition entre les deux effets à travers le rapport  $\Gamma/\alpha$  et d'autre part de remonter à une estimation de la variation effective de la tension interfaciale avec la température.

Notons toutefois que si les modèles décrits dans ce manuscrit ont permis une analyse fine des déformations d'interface il n'en demeure pas moins vrai que la forme du profil de température utilisée dans les modèles vient directement de sa mesure expérimentale à partir de l'intensité de fluorescence. Afin de décrire théoriquement le profil de température, nous avons réalisé un certain nombre de calculs de thermique, à  $Pe = 0$ , en allant de la résolution de l'équation de la chaleur dans une couche semi-infinie à un modèle à cinq couches (voir l'annexe). Cependant ces différents modèles diffusifs ne permettent pas de retrouver le profil de type lorentzien mesuré expérimentalement. Une détermination quantitative de la distribution spatiale de température induite par chauffage laser reste à réaliser. Donc pour aller au-delà il serait intéressant de résoudre l'équation de la chaleur couplée aux équations hydrodynamiques par une méthode BEM. Un tel calcul permettrait de prendre en compte l'absorption du faisceau suivant son axe de propagation (aspect que nous avons toujours négligé) ainsi que l'effet de l'écoulement. Dans le chapitre 4, nous avons montré que nous pouvions négliger le gradient de température axial car les épaisseurs étaient de l'ordre de la longueur d'absorption. Cependant, dans les expériences présentées au chapitre 6, les épaisseurs du liquide absorbant pouvaient varier jusqu'à deux fois la longueur d'absorption et il est plus que probable que cela a un effet sur la forme du champ de température et donc

sur les écoulements.

Les descriptions thermiques analytiques et numériques utilisées dans ce manuscrit pour analyser les expériences ne prennent en compte que la composante diffusive. Ainsi la variation de  $\Delta T_{max}$  avec la puissance est considérée comme linéaire pour les faibles puissances. Cependant, les mesures de température et de vitesses ont révélé qu'à partir d'une certaine puissance absorbée, la diffusion de la température n'est plus le seul moteur des écoulements : l'advection commence à jouer un rôle qui affecte la forme de la distribution de température et de son amplitude, et donc finalement des écoulements [24]. Il serait donc intéressant de prendre en compte ce couplage dans nos modèles pour avoir une description plus réaliste des écoulements à fortes puissances et à grandes épaisseurs de saumure.

## Vers le contrôle de dépôts de particules pilotés par laser

Ces travaux ont été menés dans le cadre du projet MEMS dont un des objectifs à terme est de contrôler spatialement les dépôts de particules grâce au contrôle par chauffage laser des effets thermogravitaire et thermocapillaire lors de l'évaporation d'une couche liquide. Pour comprendre et piloter l'organisation des dépôts en vue de réaliser des matériaux fonctionnels, il est nécessaire d'étudier le couplage entre les écoulements thermogravitaire et thermocapillaire d'une part et les écoulements induits par évaporation d'autre part. Par manque de temps, nous n'avons pas pu mener d'études fines que ce soit d'un point de vue expérimental ou numérique sur les écoulements induits par évaporation et les dépôts qui en résultent en présence de laser. Nous avons néanmoins réalisé des expériences préliminaires lors de stages que j'ai co-encadré [81, 82]. Nous avons lors de ces études considéré le cas simple des dépôts obtenus par évaporation d'une goutte en présence de chauffage laser.

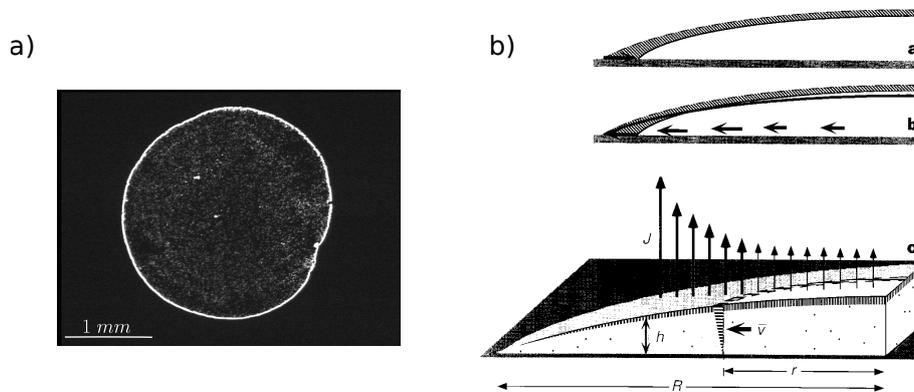


Figure 7.1: (a) Image expérimentale du dépôt de particules obtenu après évaporation (sans laser) d'une goutte en contact avec de l'air déposée sur une lame de verre. (b) Représentation schématique des écoulements induits dans une goutte qui s'évapore, réalisée par Deegan et al [36].

Lorsqu'une goutte s'évapore en l'absence de laser, un dépôt de particules se forme au bord de la ligne de contact [36], caractéristique des tâches de café (figure 7.1a)). Comme l'ont montré Hu et Larson [39], l'effet thermocapillaire est négligeable dans le cas d'une goutte d'eau sous évaporation et le dépôt est principalement gouverné par les écoulements induits par l'évaporation à la ligne de contact. Si par contre la goutte est chauffée au centre par l'absorption d'une onde laser, les effets thermocapillaire et thermogravitaire peuvent se coupler à l'évaporation. Dans le cas d'une goutte posée, tenant compte du fait que  $\Gamma < 0$  pour l'eau et des résultats des chapitres précédents, les écoulements thermocapillaire et

thermogravitaire s'opposent aux écoulements induits par évaporation. La ligne supérieure de la figure 7.2 montre en vue de dessus un exemple de dynamique d'évaporation d'une goutte sous chauffage laser. Il apparaît au centre de la goutte, un anneau qui caractérise une zone de recirculation au sein de la goutte. Le rayon de cette zone de recirculation reste relativement constant au fil de la dynamique dans le cas d'une solution classique (eau+particules) comme le montre la figure 7.2.

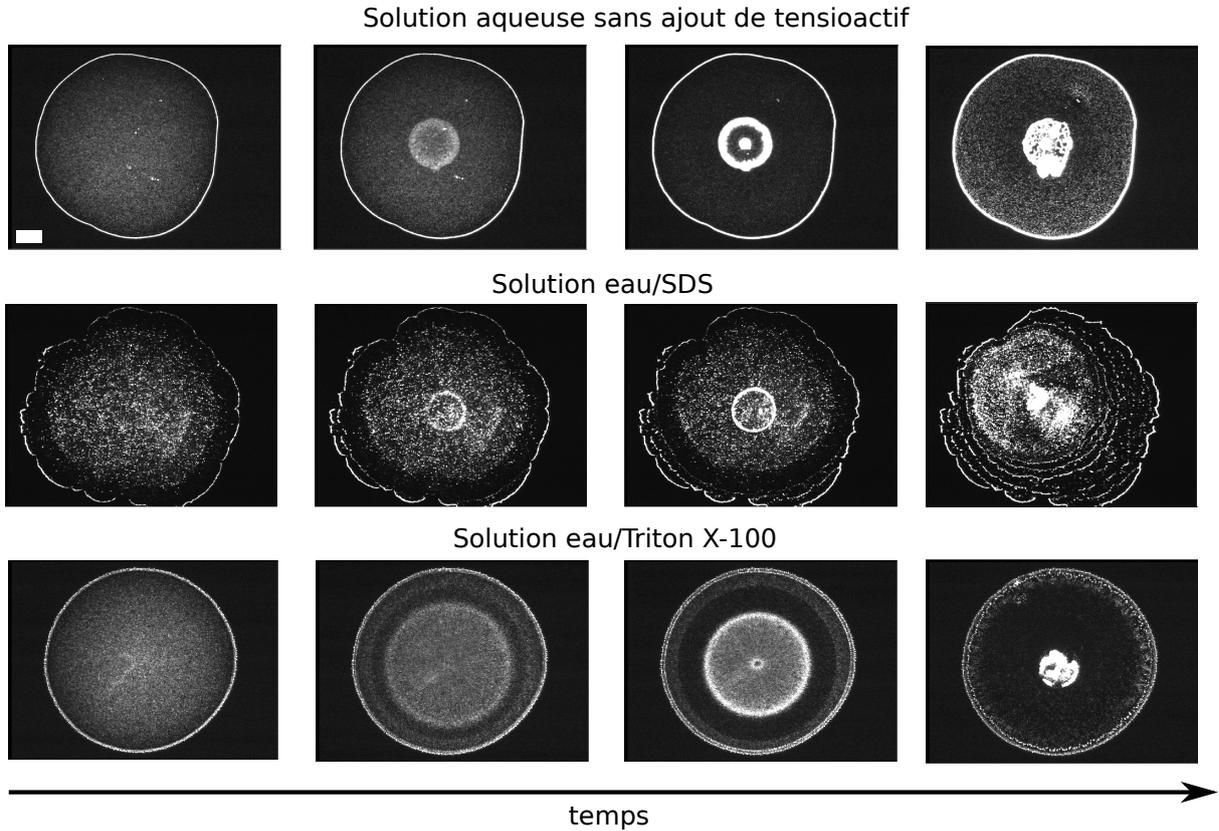


Figure 7.2: *Évaporation d'une goutte d'eau chauffée par laser avec une puissance injectée de 250 mW vue de dessus. Les gouttes ont les caractéristiques suivantes : une fraction massique en traceurs de  $\Phi = 0.1\%wt$ , un volume initial de  $0.1 \mu L$ . La ligne du haut correspond à l'évaporation d'une solution aqueuse sans ajout de tensioactif, la deuxième série illustre l'évaporation d'une goutte eau/SDS ( $C(SDS) = 3CMC$ ) et enfin la dernière séquence représente l'évaporation d'une goutte d'eau/Triton X-100 ( $C(TritonX - 100) = 3.5CMC$ ). La barre d'échelle correspond à une longueur de  $0.15 \text{ mm}$  commune à toutes les images.*

Pour savoir lequel de l'effet thermocapillaire ou de l'effet thermogravitaire est à l'origine de cet anneau, nous avons réalisé une expérience en suspendant une goutte d'eau sur la face inférieure d'une lame de verre, comme schématisé par le figure 7.3. Dans cette configuration, les effets thermocapillaire et thermogravitaire s'opposent et l'observation du sens des écoulements au niveau de l'interface permet de conclure sur l'effet dominant. Nos expériences montrent qu'au centre de la goutte les particules à l'interface sont expulsées vers la ligne de contact démontrant ainsi que les écoulements sont dominés par l'effet thermocapillaire. En raison des résultats du chapitre 6, il est néanmoins possible que l'effet thermogravitaire soit tout de même présent dans les premiers temps de l'évaporation suivant l'épaisseur de la goutte ; dans le cas d'une goutte posée 'à l'endroit', cet effet coopère avec l'effet thermocapillaire.

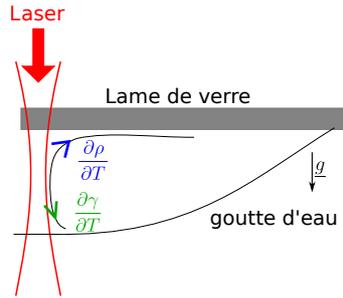


Figure 7.3: (a) Représentation schématique du sens des écoulements induits par l'effet thermogravitaire (flèche bleue) et par l'effet thermocapillaire (flèche verte) dans une goutte déposée à l'envers.

La formation d'un anneau central, caractéristique de l'existence d'une zone de recirculation, résulte donc principalement des écoulements Marangoni induits par chauffage laser au sein de la goutte. Le rayon de cette zone de recirculation noté  $r_m$  sur la figure 7.4 est tel que  $r_m \approx 0.3R$  pour les solutions eau+particules avec  $R$  le rayon de la goutte à la ligne de contact. Du point de vue des applications, l'existence d'une zone de recirculation est intéressante car elle permet de concentrer et piéger les particules dans une région délimitée de la goutte.

Nos expériences ont ainsi montré que les écoulements thermocapillaires peuvent modifier et inverser les écoulements au sein de la goutte. Cet effet a déjà été mentionné et observé dans la littérature [44, 46, 47] dans le cas de tensioactifs photo-activables ou dans des configurations pour lesquelles l'effet thermocapillaire était important (goutte d'octane par exemple [44]).

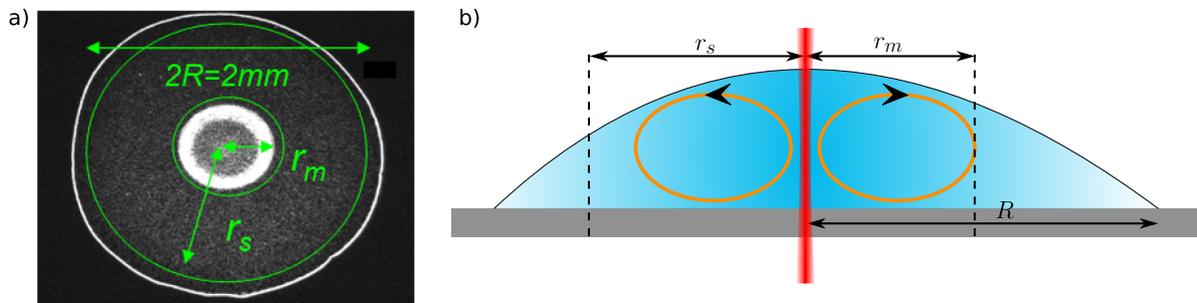


Figure 7.4: Définition des rayons  $r_s$  (point de stagnation) et  $r_m$  (rayon de l'anneau) expérimentalement (a) et schématiquement (b).

Nos expériences révèlent également qu'il existe en bord de goutte un rayon de stagnation noté  $r_s$  délimitant deux régions au sein de la goutte : une région où les particules sont dirigées par effet thermocapillaire vers le centre de la goutte et une région où les particules sont dirigées vers la ligne de contact à cause de l'évaporation. Pour une solution aqueuse, ce rayon de stagnation est voisin de la ligne de contact avec  $r_s \approx 0,9R$ .

Nous avons enfin étudié l'influence d'un ajout de molécules tensioactives à une concentration  $C$  supérieure à la  $CMC$  dans la solution de particules ( $C > 3 - 7.5 CMC$ ). Que le tensioactif utilisé soit ionique tel que le SDS ou non ionique tel que le Triton X-100 [83], nous observons, comme le montre la figure 7.2, la formation d'un anneau central et d'une zone de recirculation. Néanmoins, nous constatons que la dynamique de formation de cet anneau dépend du tensioactif utilisé. Si dans le cas de l'ajout du SDS, la dynamique d'évolution

du rayon Marangoni reste comparable ( $r_m \approx 0.3R$ ) à celle observée sans tensioactif, cette évolution est très différente dans le cas de l'ajout du Triton X-100 : l'anneau formé au début est très large ( $r_m \approx 0,8R$ ) et se rétrécit au fil de l'évaporation. La figure 7.5a) récapitule l'évolution de l'anneau Marangoni en fonction du temps pour les différents systèmes utilisés. De manière intéressante, pour l'ensemble des systèmes considérés (avec ou sans tensioactif) les valeurs stationnaires de  $r_m$  ont une valeur comparable à celle obtenue pour une solution aqueuse sans ajout de tensioactif,  $r_m(\text{final}) \approx 0.3 - 0.4R$ . Ceci semble montrer que les tensioactifs influencent essentiellement la dynamique de formation de cet anneau Marangoni. Par contre, comme le montre la figure 7.5b) nous avons observé que la puissance injectée pouvait modifier la taille du rayon de l'anneau pour un mélange eau/SDS alors qu'aucun effet de la puissance n'a été détecté pour la solution aqueuse pure. Ces observations préliminaires devront être confirmées par des expériences supplémentaires. Les expériences présentées sur la figure 7.5 ont été réalisées pour une concentration en tensioactif supérieure à la CMC ( $C(\text{SDS}) = 3\text{CMC}$  et  $C(\text{Triton X} - 100) = 7.5\text{CMC}$ ). Nous avons également mené une série d'expériences pour une concentration inférieure à la CMC ( $C \approx 0,5\text{CMC}$ ) pour un mélange eau/SDS. Dans ce cas, le rayon de l'anneau peut devenir inférieur à celui obtenu pour une goutte d'eau sans tensioactif.

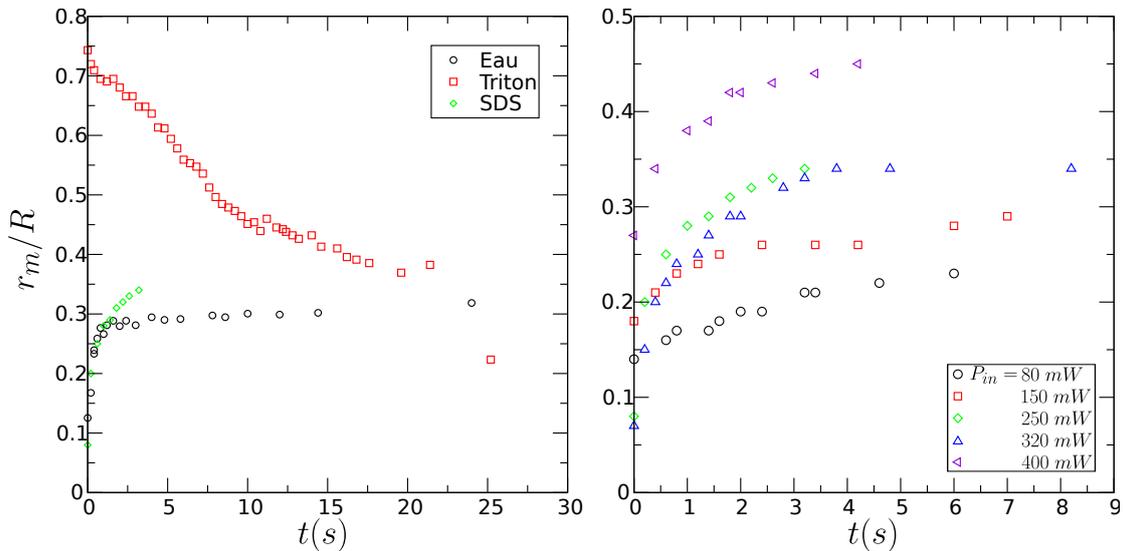


Figure 7.5: (a) Évolution temporelle du rapport entre le rayon de l'anneau  $r_m$  et le rayon de la goutte d'eau  $R$  pour une puissance injectée de 250 mW. (b) Évolution du rayon pour une solution eau/SDS pour plusieurs puissances. Les concentrations utilisées durant ces expériences sont les suivantes :  $C(\text{SDS}) = 3\text{CMC}$  et  $C(\text{Triton X} - 100) = 7.5\text{CMC}$

Les différents comportements observés dans cette partie sont complexes et résultent à la fois des propriétés statiques des interfaces (tension de surface ou gradient de tension de surface induit par effet thermocapillaire) mais également des propriétés dynamiques complexes de l'interface telles que la viscosité de surface ou des effets Marangoni solutaux par exemple. Ainsi, pour des concentrations proches voire inférieures à la CMC, l'accumulation de tensioactifs au niveau de la ligne de contact peut engendrer la formation de rouleaux Marangoni par effet solutal [84]. Ces effets solutaux peuvent être à l'origine des différences observées dans nos expériences quand la concentration de tensioactifs est légèrement supérieure ou inférieure à la CMC.

Nos expériences avec le SDS et le Triton X-100 montrent que la nature du tensioactif a

une grande influence sur la dynamique observée. Du point de vue des applications, afin de concentrer au mieux les particules dans une certaine région de la goutte, il peut être intéressant de pouvoir générer des anneaux Marangoni très larges qui vont se rétrécir au fil de l'évaporation comme observé avec le Triton X-100. A l'heure actuelle, les différences observées entre SDS et Triton X-100 restent mal comprises mais peuvent résulter d'effets dynamiques comme suggéré par des études expérimentales récentes [84–86]. En effet, il a été montré [87] que l'ajout de SDS peut favoriser des écoulements importants en surface alors que l'ajout d'un tensioactif non ionique tend à ralentir de tels écoulements. L'origine de ces comportements, encore en débat dans la littérature [87], pourrait provenir de l'organisation microscopique des tensioactifs en surface, laquelle dépend fortement du caractère ionique ou non ionique des tensioactifs utilisés.

En dépit d'une compréhension détaillée des phénomènes sous-jacents, ces premiers résultats expérimentaux montrent que l'utilisation d'un chauffage laser permet de créer une zone de recirculation par effet Marangoni au sein de laquelle les particules se concentrent. Cette zone de recirculation peut être intéressante dans plusieurs applications pour lesquels les effets de concentration deviennent importants comme par exemple pour la duplication et la réplication d'ADN ou les réactions chimiques. Une telle zone de recirculation peut également être importante pour contrôler le dépôt final de particules. Comme illustré sur la figure 7.2 et 7.6, la solution utilisée (avec ou sans tensioactifs supplémentaires) ainsi que la puissance laser injectée permettent de contrôler la taille du dépôt final, lequel résulte d'un équilibre entre évaporation et effet thermocapillaire : plus la puissance laser injectée est élevée et plus le dépôt final sera compact. La figure 7.6 fait également apparaître l'importance de la concentration initiale en particules sur l'organisation finale du dépôt. En effet, à forte concentration en particules, un phénomène de ramification entre agrégats de particules apparaît, phénomène déjà observé par Deegan [37] et qui résultent d'interactions spécifiques entre particules. Pour des concentrations en particules plus faibles ( $\phi \approx 0,1wt\%$ ), de telles ramifications n'apparaissent pas en l'absence de laser mais peuvent être engendrées au niveau du dépôt final par un effet de concentration induit par laser.

En conclusion, nous avons montré, à travers des premiers résultats sur le dépôt de particules, la richesse des écoulements induits par un chauffage laser. Le contrôle de ces écoulements peut permettre de maîtriser la structure du dépôt ou de contrôler la concentration locale. Plusieurs questions restent en suspens quant aux dépôts et aux dynamiques observées en présence ou non de tensioactifs. Il serait également intéressant de pouvoir contrôler précisément la taille de cette zone de recirculation. Nos expériences montrent que l'ajout de tensioactifs peut être un paramètre déterminant pour ajuster la dynamique de formation d'une telle zone de recirculation. Un autre aspect important qui devra faire l'objet d'études supplémentaires, notamment en vue d'éventuelles applications, est de connaître et comprendre l'agencement microscopique (organisé ou désorganisé) du dépôt engendré par chauffage laser en fonction de la puissance injectée. Si à faible puissance, les particules ont le temps de s'organiser pour assurer une organisation compacte, il est à craindre qu'à forte puissance, le dépôt soit plus déstructuré. De plus, à forte puissance laser, les écoulements générés peuvent également modifier par advection la distribution de température au sein de la goutte. Ce paramètre devra être pris en compte dans les futurs modélisations.

La distribution de température au sein du fluide dépend principalement de la distribution d'intensité du faisceau laser. Ainsi, en structurant spatialement le faisceau laser, par exemple en utilisant un masque ou un modulateur spatial de lumière (SLM) (*Spatial Light Modulator*) [88–91], il est possible de modifier la distribution de température dans le liquide. Ainsi, il est envisageable d'agir sur la géométrie des écoulements et donc des dépôts.

Il reste encore de nombreux développements pour cette thématique riche à la fois d'un point de vue fondamental mais également du point de vue des applications en microfluidique, texturations de matériaux, transport de fluides complexes, etc ... qui devront faire l'objet d'études ultérieures. Cette thèse, par les systèmes expérimentaux modèles étudiés, par les développements théoriques et numériques proposés aura permis je l'espère de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu en vue d'éventuelles applications.

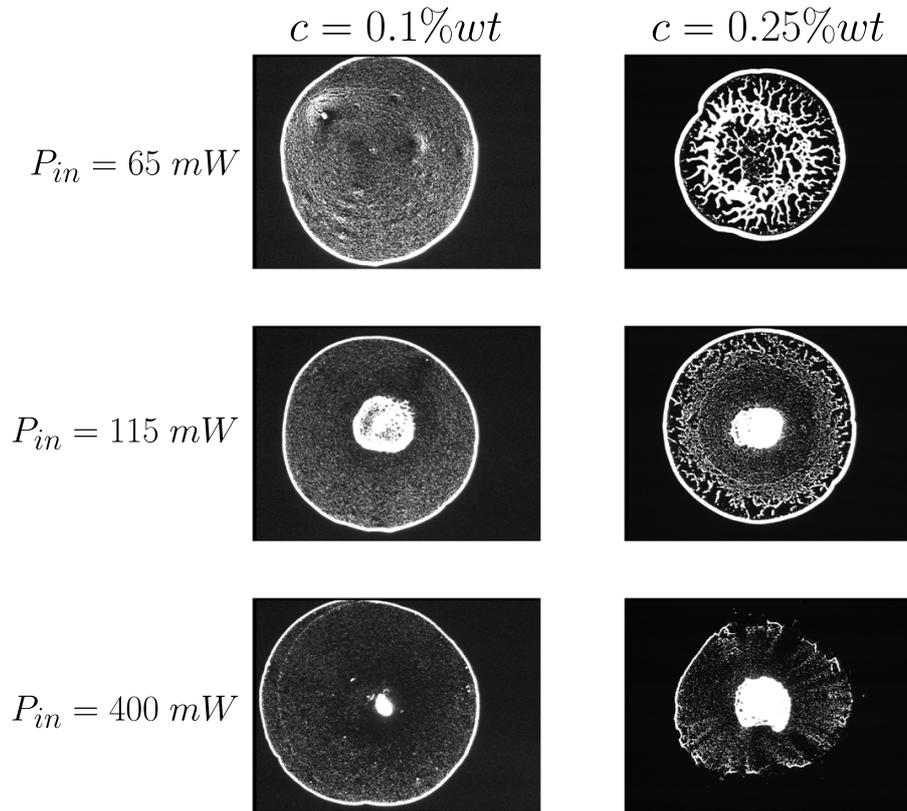


Figure 7.6: Structuration du dépôt formé après l'évaporation d'une solution aqueuse sans ajout de tensioactif contrôlé par laser. Les figures de gauches représentent le dépôt pour une concentration en particules  $c = 0.1\%wt$  et à droite pour une concentration  $c = 0.25\%wt$ . La structure du dépôt dépend à la fois de la puissance injectée dans la goutte et de la concentration en particules.

# Bibliographie

- [1] H Bénard. *Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide propageant de la chaleur par convection: en régime permanent*. Gauthier-Villars, 1901.
- [2] H Bénard. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide.-méthodes optiques d'observation et d'enregistrement. *J. Phys. Theor. Appl.*, 10(1):254–266, 1901.
- [3] L Rayleigh. Lix. on convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 32(192):529–546, 1916.
- [4] J Boussinesq. *Théorie analytique de la chaleur mise en harmonie avec la thermodynamique et avec la théorie mécanique de la lumière: Refroidissement et échauffement par rayonnement, conductibilité des tiges, lames et masses cristallines, courants de convection, théorie mécanique de la lumière*. 1903. xxxii, 625,[1] p, volume 2. Gauthier-Villars, 1903.
- [5] PF Linden. Convection in the environment. *Perspectives in fluid dynamics: A collective introduction to current research*, pages 289–345, 2000.
- [6] R Deguen and P Cardin. Thermochemical convection in earth s inner core. *Geophysical Journal International*, 187(3):1101–1118, 2011.
- [7] IW Roxburgh. Convection and stellar structure. *Astronomy and Astrophysics*, 65:281–285, 1978.
- [8] D Baigl. Photo-actuation of liquids for light-driven microfluidics: state of the art and perspectives. *Lab on a Chip*, 12(19):3637–3653, 2012.
- [9] M Gugliotti and T Silverstein. Tears of wine. *J. Chem. Educ*, 81(1):67, 2004.
- [10] C Marangoni. Über die ausbreitung der tropfen einer flüssigkeit auf der oberfläche einer anderen. *Annalen der Physik*, 219(7):337–354, 1871.
- [11] J Thomson. Xlii. on certain curious motions observable at the surfaces of wine and other alcoholic liquors. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 10(67):330–333, 1855.
- [12] JB Fournier and AM Cazabat. Tears of wine. *EPL (Europhysics Letters)*, 20(6):517, 1992.
- [13] JRA Pearson. On convection cells induced by surface tension. *Journal of fluid mechanics*, 4(05):489–500, 1958.
- [14] N Garnier, RO Grigoriev, and MF Schatz. Optical manipulation of microscale fluid flow. *Physical review letters*, 91(5):054501, 2003.

- [15] BA Bezuglyi and VM Flyagin. Thermocapillary convection in a liquid layer with a quasi-point heat source in the substrate. *Fluid Dynamics*, 42(6):978–986, 2007.
- [16] AI Mizev. Experimental investigation of thermocapillary convection induced by a local temperature inhomogeneity near the liquid surface. 2. radiation-induced source of heat. *Journal of applied mechanics and technical physics*, 45(5):699–704, 2004.
- [17] SP Karlov, D A Kazenin, BI Myznikova, and II Wertgeim. Experimental and numerical study of the marangoni convection due to localized laser heating. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, 30(3):283–304, 2005.
- [18] JC Loulergue, P Manneville, and Y Pomeau. Interface deflections induced by the marangoni effect: an application to infrared-visible image conversion. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 14(11):1967, 1981.
- [19] BA Bezuglyi, NA Ivanova, and A Yu Zueva. Laser-induced thermocapillary deformation of a thin liquid layer. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 42(3):493–496, 2001.
- [20] IV Marchuk. Thermocapillary deformation of a thin locally heated horizontal liquid layer. *Journal of Engineering Thermophysics*, 18(3):227–237, 2009.
- [21] S Shklyaev, AA Alabuzhev, and M Khenner. Long-wave marangoni convection in a thin film heated from below. *Physical Review E*, 85(1):016328, 2012.
- [22] SJ Vanhook, MF Schatz, JB Swift, WD McCormick, and HL Swinney. Long-wavelength surface-tension-driven Bénard convection: experiment and theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 345:45–78, 1997.
- [23] SJ VanHook, MF Schatz, WD McCormick, JB Swift, and HL Swinney. Long-wavelength instability in surface-tension-driven Bénard convection. *Physical review letters*, 75(24):4397, 1995.
- [24] AS Ovcharova. Features of the rupture of free hanging liquid film under the action of a thermal load. *Physics of Fluids (1994-present)*, 23(10):102106, 2011.
- [25] AS Ovcharova and NV Stankous. Rupture of liquid film placed on a solid substrate and heated from above. *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, 2(2), 2014.
- [26] HMJM Wedershoven, CWJ Berendsen, JCH Zeegers, and AA Darhuber. Infrared laser induced rupture of thin liquid films on stationary substrates. *Applied Physics Letters*, 104(5):054101, 2014.
- [27] HMJM Wedershoven, CWJ Berendsen, JCH Zeegers, and AA Darhuber. Infrared-laser-induced thermocapillary deformation and destabilization of thin liquid films on moving substrates. *Physical Review Applied*, 3(2):024005, 2015.
- [28] T Kawase, T Shimoda, C Newsome, H Sirringhaus, and RH Friend. Inkjet printing of polymer thin film transistors. *Thin Solid Films*, 438:279–287, 2003.
- [29] D Huang, F Liao, S Molesa, D Redinger, and V Subramanian. Plastic-compatible low resistance printable gold nanoparticle conductors for flexible electronics. *Journal of the electrochemical society*, 150(7):G412–G417, 2003.

- [30] D Soltman and V Subramanian. Inkjet-printed line morphologies and temperature control of the coffee ring effect. *Langmuir*, 24(5):2224–2231, 2008.
- [31] K Sefiane. On the formation of regular patterns from drying droplets and their potential use for bio-medical applications. *Journal of Bionic Engineering*, 7:S82–S93, 2010.
- [32] JT Wen, CM Ho, and PB Lillehoj. Coffee ring aptasensor for rapid protein detection. *Langmuir*, 29(26):8440–8446, 2013.
- [33] N Chakrapani, B Wei, A Carrillo, P M Ajayan, and R S Kane. Capillarity-driven assembly of two-dimensional cellular carbon nanotube foams. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 101(12):4009–4012, 2004.
- [34] BJ de Gans, PC Duineveld, and US Schubert. Inkjet printing of polymers: state of the art and future developments. *Advanced materials*, 16(3):203–213, 2004.
- [35] JA Vieyra Salas, JM van der Veen, JJ Michels, and AA Darhuber. Active control of evaporative solution deposition by modulated infrared illumination. *The Journal of Physical Chemistry C*, 116(22):12038–12047, 2012.
- [36] RD Deegan, O Bakajin, TF Dupont, G Huber, SR Nagel, and TA Witten. Capillary flow as the cause of ring stains from dried liquid drops. *Nature*, 389(6653):827–829, 1997.
- [37] RD Deegan. Pattern formation in drying drops. *Physical review E*, 61(1):475, 2000.
- [38] RD Deegan, O Bakajin, TF Dupont, G Huber, SR Nagel, and TA Witten. Contact line deposits in an evaporating drop. *Physical review E*, 62(1):756, 2000.
- [39] H Hu and RG Larson. Analysis of the microfluid flow in an evaporating sessile droplet. *Langmuir*, 21(9):3963–3971, 2005.
- [40] G Berteloot, C-T P, A D, F L, and L Limat. Evaporation-induced flow near a contact line: Consequences on coating and contact angle. *EPL (Europhysics Letters)*, 83(1):14003, 2008.
- [41] G Berteloot, A Hoang, A Daerr, H P Kavehpour, F Lequeux, and L Limat. Evaporation of a sessile droplet: Inside the coffee stain. *Journal of colloid and interface science*, 370(1):155–161, 2012.
- [42] PJ Yunker, T Still, MA Lohr, and AG Yodh. Suppression of the coffee-ring effect by shape-dependent capillary interactions. *Nature*, 476(7360):308–311, 2011.
- [43] RG Larson. Re-shaping the coffee ring. *Angewandte Chemie International Edition*, 51(11):2546–2548, 2012.
- [44] H Hu and RG Larson. Marangoni effect reverses coffee-ring depositions. *The Journal of Physical Chemistry B*, 110(14):7090–7094, 2006.
- [45] RG Larson. Transport and deposition patterns in drying sessile droplets. *AIChE Journal*, 60(5):1538–1571, 2014.
- [46] Y Li, C Lv, Z Li, D Quéré, and Q Zheng. From coffee rings to coffee eyes. *Soft matter*, 11(23):4669–4673, 2015.

- [47] M Anyfantakis and D Baigl. Dynamic photocontrol of the coffee-ring effect with optically tunable particle stickiness. *Angewandte Chemie International Edition*, 53(51):14077–14081, 2014.
- [48] RV Birikh. Thermocapillary convection in a horizontal layer of liquid. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 7(3):43–44, 1966.
- [49] AS Ortiz-Pérez and LA Dávalos-Orozco. Convection in a horizontal fluid layer under an inclined temperature gradient. *Physics of Fluids (1994-present)*, 23(8):084107, 2011.
- [50] DE Cormack, LG Leal, and J Imberger. Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. part 1. asymptotic theory. *Journal of fluid Mechanics*, 65(02):209–229, 1974.
- [51] DE Cormack, LG Leal, and JH Seinfeld. Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. part 2. numerical solutions. *Journal of Fluid Mechanics*, 65(02):231–246, 1974.
- [52] J Imberger. Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. part 3. experimental results. *Journal of Fluid Mechanics*, 65(02):247–260, 1974.
- [53] FB Hicks and C Franck. Low-power laser driving of a binary liquid. *Physical Review E*, 58(4):4582, 1998.
- [54] R Rusconi, L Isa, and R Piazza. Thermal-lensing measurement of particle thermophoresis in aqueous dispersions. *JOSA B*, 21(3):605–616, 2004.
- [55] B Selva, L Daubersies, and JB Salmon. Solutal convection in confined geometries: Enhancement of colloidal transport. *Physical review letters*, 108(19):198303, 2012.
- [56] G Da Costa, JE Parra, and F Mosqueda. Laser-induced migration of oil particles suspended in a water matrix. *Applied optics*, 41(30):6420–6430, 2002.
- [57] AG Kirdyashkin. Thermogravitational and thermocapillary flows in a horizontal liquid layer under the conditions of a horizontal temperature gradient. *International journal of heat and mass transfer*, 27(8):1205–1218, 1984.
- [58] M Papoular, D Camel, and JJ Favier. Liquid layer deformation under horizontal thermal gradient. *Journal de Physique I*, 1(2):143–151, 1991.
- [59] DD Gray and A Giorgini. The validity of the boussinesq approximation for liquids and gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19(5):545–551, 1976.
- [60] D Braun and A Libchaber. Trapping of dna by thermophoretic depletion and convection. *Physical review letters*, 89(18):188103, 2002.
- [61] ML Cordero, Ee Verneuil, F Gallaire, and CN Baroud. Time-resolved temperature rise in a thin liquid film due to laser absorption. *Physical Review E*, 79(1):011201, 2009.
- [62] H Chraïbi, R Wunenburger, D Lasseux, J Petit, JP Delville, et al. Eddies and interface deformations induced by optical streaming. *Journal of Fluid Mechanics*, 688(arXiv:1111.5719):195–218, 2011.
- [63] M Robert De Saint Vincent. *Écoulements microfluidiques pilotés sans contact par une onde laser*. Theses, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, October 2010.

- [64] H Chraïbi and JP Delville. Thermocapillary flows and interface deformations produced by localized laser heating in confined environment. *Physics of Fluids (1994-present)*, 24(3):032102, 2012.
- [65] H Chraïbi. *Simulation of the optohydrodynamics of liquid interfaces*. Theses, Université Bordeaux 1, September 2007.
- [66] H Chraïbi, J Petit, R Wunenburger, and JP Delville. Excitation of fountain and entrainment instabilities at the interface between two viscous fluids using a beam of laser light. *Physical review letters*, 111(4):044502, 2013.
- [67] J Sakakibara and RJ Adrian. Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 26(1-2):7–15, 1999.
- [68] LJTM Kempers. A thermodynamic theory of the soret effect in a multicomponent liquid. *The Journal of Chemical Physics*, 90(11):6541–6548, 1989.
- [69] RD Keane and RJ Adrian. Optimization of particle image velocimeters. In *Orl-DL tentative*, pages 139–159. International Society for Optics and Photonics, 1990.
- [70] RD Keane, R Adrian, and DK Ford. Single exposure double frame particle image velocimeters. In *Publ by Laser Inst of America*, 1991.
- [71] RD Keane and RJ Adrian. Theory of cross-correlation analysis of piv images. *Applied scientific research*, 49(3):191–215, 1992.
- [72] PA Winsor. Hydrotrophy, solubilisation and related emulsification processes. *Transactions of the Faraday Society*, 44:376–398, 1948.
- [73] O Ghosh and CA Miller. Liquid-crystalline and microemulsion phase behavior in alcohol-free aerosol-ot/oil/brine systems. *Journal of physical chemistry*, 91(17):4528–4535, 1987.
- [74] BP Binks, H Kellay, and J Meunier. Effects of alkane chain length on the bending elasticity constant  $k$  of aot monolayers at the planar oil-water interface. *EPL (Europhysics Letters)*, 16(1):53, 1991.
- [75] H Kellay, J Meunier, and BP Binks. Wetting properties of n-alkanes on aot monolayers at the brine-air interface. *Physical review letters*, 69(8):1220, 1992.
- [76] H Kellay, T Hendrikx, J Meunier, BP Binks, and LT Lee. Local properties of an aot monolayer at the oil-water interface: neutron scattering experiments. *Journal de Physique II*, 3(12):1747–1757, 1993.
- [77] BP Binks, WG Cho, PDI Fletcher, and DN Petsev. Stability of oil-in-water emulsions in a low interfacial tension system. *Langmuir*, 16(3):1025–1034, 2000.
- [78] J Petit. *Liquid interfaces deformations and instabilities driven by the scattering of a laser wave in turbid media*. Theses, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, December 2011.
- [79] A Casner. *Déformations, manipulations et instabilités d'interfaces liquides induites par la pression de radiation d'une onde laser*. Theses, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, June 2002.
- [80] A Loupy and B Tchoubar. Salt effects in organic and organometallic chemistry. *Acta Crystallographica Section A: Foundations of Crystallography*, 49(1):215–215, 1993.

- [81] Z Denis, M Lavaud, D Rivière, and U Delabre. Dépôts de particules pilotés par laser. *Stage*, 2015.
- [82] NA Goy, D Rivière, and U Delabre. Structuration spatiale d'un faisceau laser pour contrôler le dépôt de particules. *Stage*, 2016.
- [83] JG Göbel and GR Joppien. Dynamic interfacial tensions of aqueous triton x-100 solutions in contact with air, cyclohexane, n-heptane, and n-hexadecane. *Journal of colloid and interface science*, 191(1):30–37, 1997.
- [84] T Still, PJ Yunker, and AG Yodh. Surfactant-induced marangoni eddies alter the coffee-rings of evaporating colloidal drops. *Langmuir*, 28(11):4984–4988, 2012.
- [85] VX Nguyen and KJ Stebe. Patterning of small particles by a surfactant-enhanced marangoni-bénard instability. *Physical Review Letters*, 88(16):164501, 2002.
- [86] VN Truskett and KJ Stebe. Influence of surfactants on an evaporating drop: fluorescence images and particle deposition patterns. *Langmuir*, 19(20):8271–8279, 2003.
- [87] A Marin, R Liepelt, M Rossi, and CJ Kähler. Surfactant-driven flow transitions in evaporating droplets. *Soft matter*, 12(5):1593–1600, 2016.
- [88] A Jesacher, A Schwaighofer, S Fürhapter, C Maurer, S Bernet, and M Ritsch-Marte. Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image. *Optics express*, 15(9):5801–5808, 2007.
- [89] A Jesacher, C Maurer, A Schwaighofer, S Bernet, and M Ritsch-Marte. Near-perfect hologram reconstruction with a spatial light modulator. *Optics Express*, 16(4):2597–2603, 2008.
- [90] A Jesacher, C Maurer, S Fürhapter, A Schwaighofer, S Bernet, and M Ritsch-Marte. Optical tweezers of programmable shape with transverse scattering forces. *Optics Communications*, 281(8):2207–2212, 2008.
- [91] GC Spalding, J Courtial, and R Di Leonardo. *Holographic optical tweezers*. Academic Press, 2008.
- [92] JP Gordon, RCC Leite, R\_S Moore, SPS Porto, and JR Whinnery. Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples. *Journal of Applied Physics*, 36(1):3–8, 1965.
- [93] CM Vest. Analysis of laser-induced convection in unconfined fluids and in vertical cylinders. *Physics of Fluids*, 17:1945, 1974.

AppendicesAnnexe

## Annexe A

# Modélisation du champ de température

Les mesures de profil de température effectuées et présentées dans le chapitre 4, ont l'allure typique donnée par la figure A.1. Celle-ci représente la distribution radiale de la température pour une couche d'épaisseur  $H = 480 \mu\text{m}$  et pour une puissance absorbée de  $20 \text{ mW}$ .

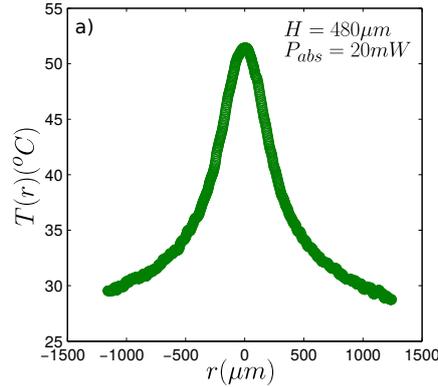


Figure A.1: Exemple de la distribution radiale de température mesurée à partir de l'intensité de fluorescence de la Rh-B pour  $H = 480 \mu\text{m}$  et pour une puissance absorbée de  $20 \text{ mW}$ .

La description du champ de vitesse induit par l'échauffement laser avec les simulations numériques nécessite de connaître l'expression de la distribution de température. De manière générale l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\underline{u} \cdot \nabla) T = \chi_T \nabla^2 T + \frac{\chi_T}{\Lambda} \beta I \quad (\text{A.1})$$

où  $I(r, z) = \frac{2P_i n}{\pi \omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2} - \beta\left(z - \frac{H}{2}\right)\right)$  est l'évolution de l'intensité du faisceau au cours de sa propagation dans l'échantillon,  $P_i n$  la puissance injectée,  $\omega_0$  la largeur du faisceau au col et  $\beta$  le coefficient d'absorption à la longueur d'onde utilisée. Nous détaillons dans cette annexe des modèles pour décrire théoriquement le profil de température expérimental.

## I Résolution de l'équation de la chaleur dans une couche semi-infinie

Dans un premier temps, nous nous sommes inspirés des calculs de J. P. Gordon *et al.* [92] et C. M. Vest [93] pour résoudre l'équation A.1. Dans ce cadre, nous considérons un système infini suivant l'axe  $z$  avec la condition  $T(r = a_{cl}) = 0$  (figure A.2)a). De plus, l'équation A.1 est résolue en régime stationnaire ( $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ ) et à  $Pe = 0$  ( $\|(\mathbf{u} \cdot \nabla) T\| \ll \|\chi_T \nabla^2 T\|$ ). Enfin, nous ne considérons pas l'atténuation du faisceau au cours de sa propagation. Nous avons donc l'équation suivante :

$$\chi_T \nabla^2 T + \frac{\chi_T}{\Lambda} \beta \frac{2P_{in}}{\pi \omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) = 0 \quad (\text{A.2})$$

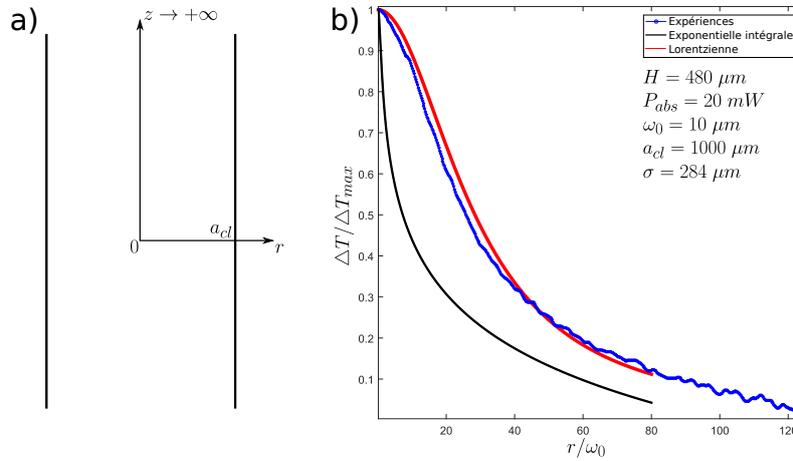


Figure A.2: (a) Représentation schématique du domaine de résolution de l'équation A.2. Le système est infini suivant l'axe  $z$  et borné en  $a_{cl}$  suivant  $r$ . (b) Comparaison entre un profil de température expérimental normalisé ( $H = 480 \mu\text{m}$ ,  $P_{abs} = 20 \text{ mW}$  et illustré par les symboles bleus), le modèle 1D semi-infini calculé pour  $\omega_0 = 10 \mu\text{m}$  et  $a_{cl} = 1000 \mu\text{m}$  (courbe noire) et un ajustement lorentzien calculé pour  $\sigma = 284 \mu\text{m}$  (courbe rouge).

Le problème étant par définition de géométrie cylindrique et axysymétrique, nous utilisons les coordonnées associées :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial T(r)}{\partial r} \right) = -A \frac{r}{a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \quad (\text{A.3})$$

où  $A = \frac{\beta P}{\pi \Lambda}$  et  $a = \omega_0 / \sqrt{2}$  sont respectivement l'amplitude et la largeur caractéristique de l'excitation. Nous considérons que la température a une portée fini notée  $a_{cl}$  ( $T(r = a_{cl}) = 0$ ). Le calcul consiste donc à intégrer deux fois l'équation A.3. La première intégration donne une gaussienne. Pour la seconde intégration nous séparons l'intervalle d'intégration :

$$T(r) = \begin{cases} T_1(r), & r \in [0, \epsilon] \\ T_2(r), & r \in [\epsilon, a_{cl}] \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

afin d'éviter tout problème de divergence. Pour  $T_1(r)$ , nous obtenons l'expression suivante :

$$T_1(r) = \frac{A}{4} \left[ E_1\left(\frac{\epsilon^2}{a^2}\right) - E_1\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - \ln\left(\frac{r^2}{a^2}\right) \right] + T_1(\epsilon) \quad (\text{A.5})$$

où  $\gamma = 0.57722$  est la constante d'Euler. Pour corriger la divergence en 0 de  $T_1(r)$  nous prenons le développement limité à l'ordre 2 de l'exponentielle intégrale :

$$E_1(X) = -\gamma - \ln(X) + \sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^{n+1} \frac{X^n}{nn!} \Rightarrow E_1\left(\frac{r^2}{a^2}\right) = -\gamma - \ln\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - \frac{1}{2} \frac{r^4}{a^4} \quad (\text{A.6})$$

En respectant la continuité de champ de température en  $r = \epsilon$ , nous obtenons les expressions suivantes :

$$r = 0$$

$$T_1(0) = \frac{A}{4} \left[ 2E_1\left(\frac{\epsilon^2}{a^2}\right) + \gamma - \ln\left(\frac{\epsilon^2}{a_{cl}^2}\right) \exp\left(-\frac{a_{cl}^2}{a^2}\right) \right] - \frac{A}{4} E_1\left(\frac{a_{cl}^2}{a^2}\right) \quad (\text{A.7})$$

$$r > 0$$

$$T_1(r) = \frac{A}{4} \left[ 2E_1\left(\frac{\epsilon^2}{a^2}\right) - E_1\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - \ln\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - \ln\left(\frac{\epsilon^2}{a_{cl}^2}\right) \exp\left(-\frac{a_{cl}^2}{a^2}\right) \right] - \frac{A}{4} E_1\left(\frac{a_{cl}^2}{a^2}\right) \quad (\text{A.8})$$

$$T_2(r) = \frac{A}{4} \left[ E_1\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - \ln\left(\frac{r^2}{a_{cl}^2}\right) \exp\left(-\frac{a_{cl}^2}{a^2}\right) \right] - \frac{A}{4} E_1\left(\frac{a_{cl}^2}{a^2}\right) \quad (\text{A.9})$$

Nous avons représenté sur la figure A.2b) une comparaison entre une expérience (figure A.1) et le modèle, calculé pour  $\omega_0 = 10 \mu m$  et  $a_{cl} = 1000 \mu m$ . Ainsi, nous constatons que le modèle semi-infini à une dimension ne permet pas de décrire la distribution de température mesurée expérimentalement contrairement à la lorentzienne (courbe rouge).

## II Modèle à 3 couches

Nous avons donc modifié la géométrie de résolution en utilisant un système à 3 couches, décrit sur la figure A.3a). La couche de liquide est confinée entre deux lames de verre semi-infinies suivant  $z$  et considérée comme infinie suivant  $r$ .

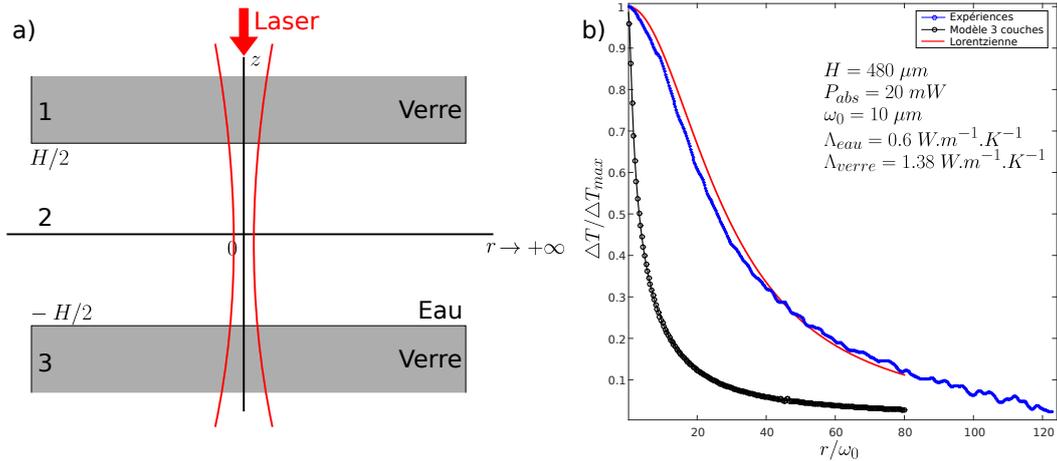


Figure A.3: (a) Représentation schématique du système utilisé pour le modèle 3 couches. Le fluide est confiné entre deux lames de verre semi-infinies. L'extension radiale du système est également considérée infinie. (b) Comparaison entre un profil de température expérimental normalisé ( $H = 480 \mu m$ ,  $P_{abs} = 20 mW$  et illustré par les symboles bleus), le modèle 3 couches calculé pour  $\omega_0 = 10 \mu m$  (courbe noire) et la lorentzienne calculée pour  $\sigma = 284 \mu m$  (courbe rouge).

En considérant que le faisceau laser n'est absorbée que par le liquide et en tenant compte de cette absorption, nous avons les équations suivantes :

$$\nabla^2 T_i(r, z) = 0 \quad i = 1, 3 \quad (\text{A.10})$$

$$\chi_T \nabla^2 T_2(r, z) + \frac{\chi_T}{\Lambda_2} \frac{2P_{in}}{\pi\omega_0^2} \beta \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2} - \beta\left(z - \frac{H}{2}\right)\right) = 0 \quad (\text{A.11})$$

Pour résoudre ce système d'équations, nous avons besoin des conditions aux limites suivantes :

- continuité de la température aux interfaces eau/verre :

$$T_1\left(r, \frac{H}{2}\right) = T_2\left(r, \frac{H}{2}\right) \quad \text{et} \quad T_2\left(r, -\frac{H}{2}\right) = T_3\left(r, -\frac{H}{2}\right) \quad (\text{A.12})$$

- continuité du flux aux interfaces eau/verre :

$$\left[\Lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}\right]_{z=\frac{H}{2}} = \left[\Lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}\right]_{z=\frac{H}{2}} \quad \text{et} \quad \left[\Lambda_1 \frac{\partial T_3}{\partial z}\right]_{z=-\frac{H}{2}} = \left[\Lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}\right]_{z=-\frac{H}{2}} \quad (\text{A.13})$$

La résolution est réalisée dans l'espace de Fourier-Bessel. Nous avons représenté sur la figure A.3b) une comparaison entre la température mesurée expérimentalement et la température moyennée sur l'axe  $z$  obtenue à partir du modèle 3 couches. Il apparaît que ce modèle ne permet pas de décrire convenablement la distribution de température obtenue expérimentalement.

### III Modèle à 5 couches

Nous nous sommes rapproché du problème réel en tenant compte de la taille finie des lames de verres. Dans ce cas, nous devons tenir compte de la convection dans l'air. La géométrie du problème est représentée par la figure A.4a).

La résolution de l'équation A.1 avec cette géométrie est représentée sur la figure A.4b). La comparaison avec les données expérimentales montre que la température moyennée sur l'axe  $z$  obtenue à partir du modèle 5 couches ne permet toujours pas de décrire la distribution de température expérimentales.

### IV Conclusion

Les modèles que nous avons développés ne permettent pas de décrire la distribution expérimentale de température dans la couche liquide induite par l'absorption du faisceau laser. C'est la raison pour laquelle nous avons utilisé la description lorentzienne dans les modèles et les simulations numériques présentés dans le chapitre 2, description qui a déjà été utilisé dans la littérature [60, 61] sans plus de justification.

Nous envisageons plusieurs raisons pour améliorer la description de la température. D'une part, il se peut que les écoulements modifient la répartition de la température (surtout à  $Pe > 0.1$ ) puisque la présence d'écoulements radiaux aura tendance à élargir la distribution de température. D'autre part, même si nos mesures de la largeur du col du faisceau ont confirmé que  $\omega_0 = 10 \mu m$ , il se peut que des imperfections au niveau du profil spatial du faisceau laser, qui de fait n'est pas parfaitement Gaussien, produisent des formes plus complexes du champ de température.

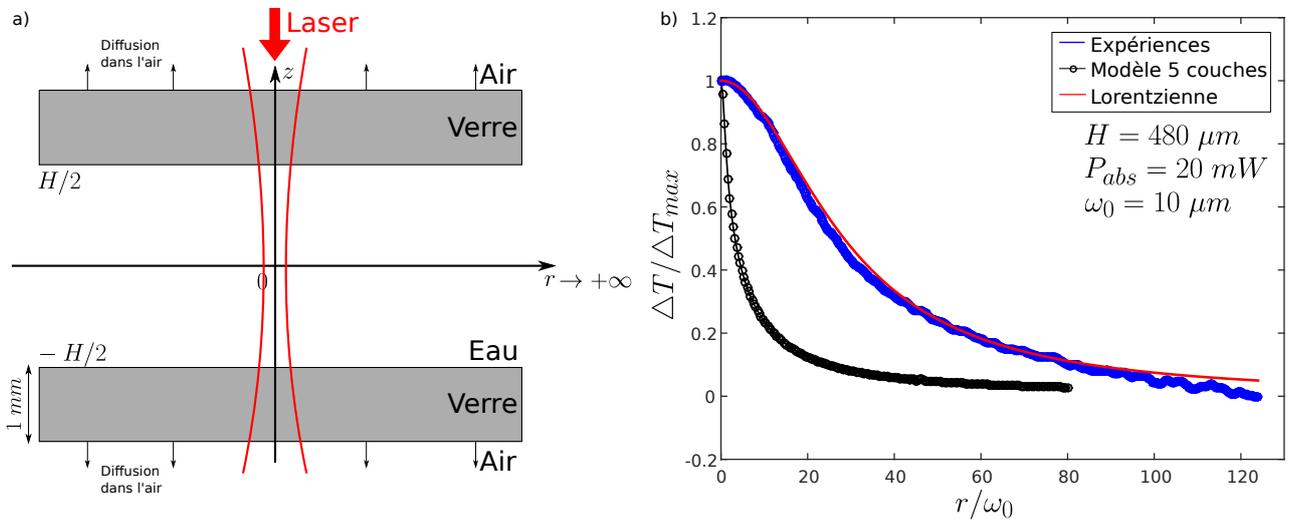


Figure A.4: (a) Représentation schématique du système utilisé pour le modèle 5 couches. (b) Comparaison entre un profil de température expérimental normalisé ( $H = 480 \mu m$ ,  $P_{abs} = 20 mW$  et illustré par les symboles bleus), le modèle 5 couches semi-infini calculé pour  $\omega_0 = 10 \mu m$  (courbe noire) et la lorentzienne calculée pour  $\sigma = 284 \mu m$  (courbe rouge).



## Résumé

Ce travail de thèse est consacré à l'étude des écoulements thermogravitaires et thermocapillaires induits par chauffage laser dans des couches liquides. Le chauffage d'un système à deux liquides donne naissance à deux effets thermiques. Le premier est dû à la variation de la masse volumique avec la température et le second à la variation de la tension interfaciale avec la température. Nous avons dans un premier temps étudié ces deux contributions séparément. En confrontant expériences, théorie et simulations numériques nous avons démontré que la morphologie des écoulements thermogravitaires dépend de l'épaisseur de la couche liquide ainsi que de la largeur du champ de température. Ensuite nous nous sommes intéressés à l'étude théorique et numérique de l'effet thermocapillaire. Cette étude a révélé qu'il est possible d'étudier les écoulements à partir des déformations d'interface induites par ces mêmes écoulements. Nous avons montré qu'il existe deux régimes de déformations en fonction du rapport de hauteurs et du signe de la variation de la tension interfaciale avec la température. Enfin, nous nous sommes intéressés à la compétition entre ces deux mécanismes. L'analyse des déformations d'interface et la comparaison avec un modèle à une dimension a montré qu'en fonction du rapport de hauteurs des couches liquides nous avons une transition d'un régime d'écoulements thermocapillaires vers une régime d'écoulements thermogravitaires. De plus, nous avons montré expérimentalement et numériquement qu'il est possible d'induire une instabilité d'origine thermogravitaire conduisant à la formation d'un pont liquide.

**Mots-clefs** : Interface liquide, laser, thermocapillaire, thermogravitaire, instabilité, écoulements visqueux, déformations.

---

## Abstract

This thesis work is dedicated to thermocapillary and thermogravitary flows induced by laser-heating in liquid layers. The laser-heating of a two fluids system induces two thermal effects. The first effect come from the variation of the density with temperature and the second one is due to the variation of the interfacial tension with the temperature. In a first part, we study separately these two mechanism. With a comparison between experiments, theory and numerical simulations we demonstrated that the morphology of the flows depends on the thickness of the layer and the width of the temperature field. Then, we studied numerically and theoretically the thermocapillary effect. That revealed it is possible to understand the flows from the interface deformations. We highlight these are two deformation regimes depending the thickness ratio and the sign of the interfacial tension gradient. Finally, we studied the competition between the two mechanism and the experiments revealed a transition between two flow regimes. The comparison of these results and a theoretical model showed there is a transition from a thermocapillary regime to a thermogravitary regime. In addition, we showed the possibility to induce an instability by thermogravitary effect which can lead to the formation of a liquid bridge.

**Keywords** : Liquid Interface, laser, thermocapillary, thermogravitary, instability, viscous flows, deformations.