

Déformations thermocapillaires d'interfaces liquides molles pilotées par une onde laser continue

Rédigé par David Rivière dans le cadre d'un stage de Master I

Responsable du stage : J-P Delville

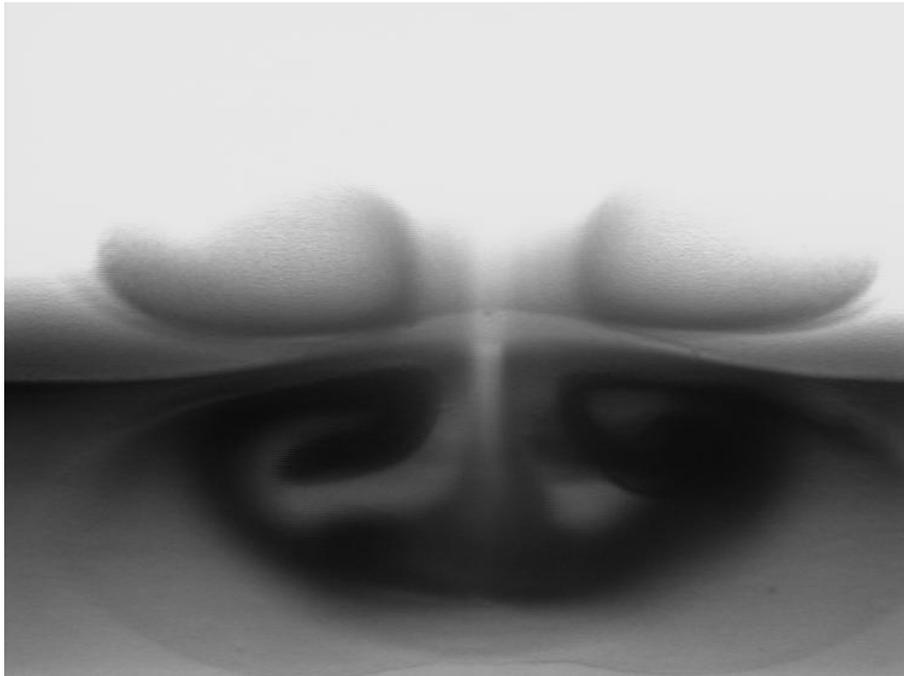


Table des matières

1	Introduction	3
2	Phénomène étudié	3
3	Dispositif expérimental et système fluide utilisé	5
3.1	Montage optique	5
3.2	Système fluide : phases de Winsor	6
4	Résultats obtenus : analyse des données et interprétations	6
4.1	Résultats pour $H_e \sim H_h$	7
4.2	Résultats pour $H_e \sim 3H_h$	8
4.3	Discussion des résultats	8
5	Conclusion et perspectives	10
6	Bibliographie	12
7	Annexes	13
7.1	Calcul de la hauteur de déformation dans le cas d'un écoulement semi-infini	13
7.2	Champ de température dans un système deux couches	15
7.3	Courbes supplémentaires	16

1 Introduction

Ce stage a été effectué au Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine (LOMA) dans l'équipe de Physique Non-Linéaire Sous Champs sous la responsabilité de Jean-Pierre Delville et de Julien Petit.

Le LOMA est un laboratoire mixte CNRS/université dont les activités de recherche sont concentrées autour de la matière condensée et de la photonique. L'équipe Physique Non-Linéaire Sous Champs consacre une partie de ses travaux de recherche sur les effets mécaniques de la lumière dans les fluides, avec une attention particulière autour de la formation et de l'évolution de déformations d'interfaces très molles par une onde laser continue. Dans ce domaine, un exemple consiste à induire une déformation thermocapillaire d'interface liquide via le gradient de température dû à une onde laser continue [1, 2]. En effet, lorsqu'un gradient de tension interfaciale est induit, par exemple par le chauffage laser d'une interface fluide, il en résulte des contraintes mécaniques qui se traduisent par la mise en écoulement des fluides de part et d'autre de l'interface et *in fine* par une déformation de cette interface. Si l'effet thermocapillaire est connu depuis un siècle (cellules de Bénard en convection), il n'en demeure pas moins vrai que les modifications d'interfaces qui en résultent ont été très peu étudiées car de façon générale elles sont peu déformables si l'on n'est pas en mesure d'induire de forts gradients thermiques. C'est pour cela que le chauffage laser présente de nombreux avantages : 1) les ondes laser peuvent être aisément focalisées et produire de très forts gradients thermiques sans chauffage excessif, 2) le chauffage laser est "sans contact" et 3) le chauffage laser est modulable et reconfigurable tant du point de vue de la puissance, de l'extension spatiale, de la distribution d'intensité (distribution gaussienne, franges d'interférences, etc) du faisceau excitateur, que de sa durée. D'autre part, il apparaît théoriquement que cette déformation d'interface dépend fortement de l'épaisseur des couches de fluides mises en coexistence [3]. L'étude des déformations thermocapillaires d'interfaces trouve un intérêt dans de nombreux domaines : l'imagerie infrarouge [4], le séchage d'interface par laser [5], la soudure par laser [6], ou plus récemment la microfluidique [7]. Cela a également des applications potentielles dans le design optique de matériaux photonique en utilisant des champs modulés spatialement [8].

Le but du présent stage a été de réaliser une première étude des déformations thermocapillaires d'interfaces pilotées optiquement. Il s'est agit d'analyser dans un premier temps les caractéristiques de ces déformations, sur un ménisque initialement plan de très faible tension interfaciale, lorsqu'elles sont pilotées par une onde laser gaussienne. Nous avons étudié en particulier l'influence des propriétés du faisceau excitateur (puissance laser et col de faisceau), et celle de l'épaisseur relative des couches fluides.

2 Phénomène étudié

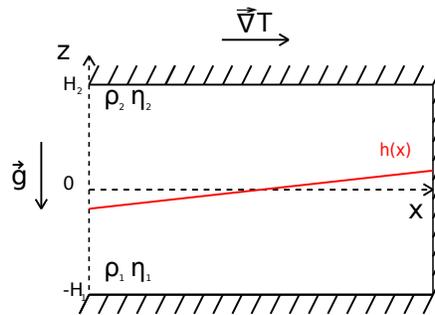


FIGURE 1 – Représentation schématique du modèle d'un écoulement unidimensionnel semi-infini, ρ_i et η_i ($i = 1, 2$) sont respectivement les densités et viscosités des liquides en contact.

L'objet de notre étude est la déformation thermocapillaire d'interface liquide pilotée par une onde laser continue. Grâce à un objectif de microscope, le faisceau laser est focalisé sur une interface liquide

molle créant ainsi un point de chauffage. La tension interfaciale étant une fonction de la température, le gradient de température ainsi créé produit une contrainte hydrodynamique sur l'interface entraînant l'apparition d'un gradient de tension interfaciale. L'interface va donc être étirée au niveau du faisceau (nous discuterons du sens de la contrainte plus loin). Etant donné que les fluides utilisés ont des viscosités non nulles, par diffusion de quantité de mouvement des photons incidents les fluides de part et d'autre de l'interface sont mis en mouvement. Ainsi, des cellules de convection apparaissent dans les phases liquides, appelées cellules de Marangoni, ce qui entraîne une déformation de l'interface. On cherche maintenant à caractériser ces déformations. Pour cela nous nous servons du modèle simplifié présenté par la figure 1 [9]. Nous pouvons considérer un écoulement semi-infini unidimensionnel (modèle ID). On peut alors écrire la variation de hauteur de l'interface, $\frac{dh}{dx}$, en fonction des hauteurs H_i ($i = 1, 2$) des phases, des viscosités η_i ($i = 1, 2$) et de la variation de tension interfaciale avec la température $\frac{d\gamma}{dT}$:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{2}{3g(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dT} \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

La démonstration de cette formule est donnée en annexe. La relation 1 nous indique que la hauteur de déformation de l'interface dépend de la différence de viscosité ainsi que des hauteurs des deux phases liquides. En jouant sur ces deux paramètres, nous devrions être en mesure d'induire des déformations d'interfaces significatives (de l'ordre de la dizaine de micromètre). Dans nos expériences, les viscosités des fluides étant fixées, le seul paramètre ajustable est le rapport des hauteurs des deux phases fluides. Intéressons nous tout d'abord au numérateur du modèle ID (équation 1) : $\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2$. Pour pouvoir observer une déformation positive, c'est-à-dire dirigée depuis la phase du bas vers la phase du haut, il faut que $(\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2) \frac{d\gamma}{dx} > 0$. Pour le moment le signe du gradient de tension interfaciale n'est pas pris en considération car cette grandeur est inconnue. Néanmoins, nous pourrions déterminer son signe de manière expérimentale. En visualisant le sens des écoulements dus aux effets thermocapillaires, nous pouvons connaître le sens des contraintes appliquées sur l'interface entre les deux fluides ; comme nous le verrons, nos expériences montrent que $\frac{d\gamma}{dT} > 0$ avec $\eta_1 \sim \eta_{eau} = 0.890 mPa.s$ et $\eta_2 \sim \eta_{heptane} = 0.393 mPa.s$. Donc notre condition sur le sens de déformation nous impose $\frac{\eta_1}{\eta_2} > \left(\frac{H_1}{H_2}\right)^2 \Rightarrow \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} > \frac{H_1}{H_2}$. Si on transforme cette inégalité en égalité, nous obtenons le rapport des hauteurs pour lequel il n'y a pas de déformation ($\frac{dh}{dx} = 0$). Connaissant les viscosités des deux fluides ($\sqrt{\eta_1/\eta_2} \sim 1.50$), nous obtenons le rapport suivant $H_1 \sim 1.50 H_2$. Nous pouvons maintenant nous demander ce que nous apprend le modèle 1D si on considère la totalité de l'expression 1. Dans notre problème, une grandeur importante est la longueur capillaire qui compare les effets de la tension interfaciale avec les effets gravitationnels. Elle s'exprime comme $l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\Delta\rho g}}$ où $\Delta\rho$ est la différence des masses volumiques des fluides et γ la tension interfaciale. Si on normalise toutes les hauteurs présentes dans l'équation 1 avec la longueur capillaire ($h \equiv h/l_c$) on obtient l'équation 2 :

$$\frac{dh}{dx} = \frac{2}{3} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dT} \frac{dT}{dx} \quad (2)$$

Est-il possible de déformer une interface séparant deux couches de fluides dont les hauteurs sont infinies ? L'équation 2 indique que dans ce cas la hauteur de déformation tend vers zéro.

Ce modèle nous donne finalement une condition sur le rapport des hauteurs de phases que l'on doit prendre si l'on veut pouvoir observer une déformation de l'interface. Ainsi le modèle ID nous apporte des informations qualitatives sur la nature des déformations. Pour une discussion plus quantitative, nous devons étudier le modèle 2D [3] qui prend en compte la distribution gaussienne de l'onde laser.

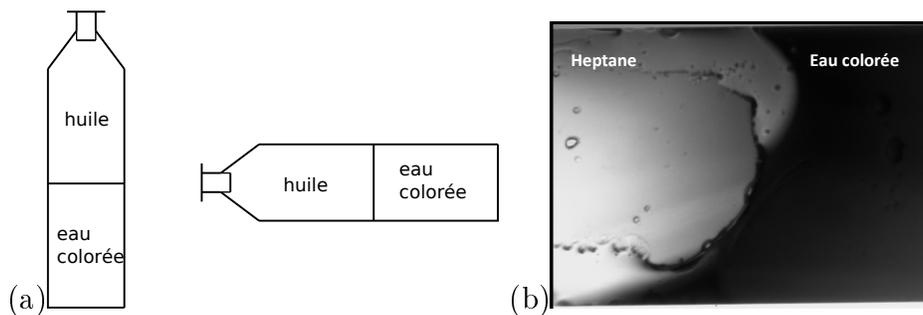


FIGURE 2 – (a) Schéma représentant l'interface entre une phase d'heptane et une phase aqueuse colorée dans une cellule Hellma. (b) Photo montrant l'interface verticale eau-heptane en présence de surfactant ($\gamma \sim 10^{-1} mN/m$) alors que la cellule est horizontale.

Nous allons maintenant discuter le choix du système fluide permettant d'observer des déformations d'interfaces induites par effets thermocapillaires. Dans notre expérience nous nous servons d'une cellule Hellma de 1 ou 2mm d'épaisseur. Elle est placée à l'horizontale dans un four permettant de contrôler en permanence sa température (25°C). Or nous préparons l'échantillon à la verticale. La difficulté est donc que les fluides soient l'un sur l'autre lorsqu'on bascule la cellule. Pour cela il faut évaluer le nombre de Bond, qui s'écrit $B_0 = \left(\frac{h}{l_c}\right)^2$ et qui permet de comparer les effets de tensions interfaciales avec les effets gravitationnels. Pour que les couches de fluides se superposent lors du basculement de la cellule, on doit avoir $B_0 \gg 1$. Or si l'interface reste verticale, comme le montre la figure 2, cela signifie que dans ce cas B_0 devrait être très petit devant 1. Or après calcul, il apparaît que le nombre de Bond est de l'ordre de 1. En effet ce raisonnement simple n'est valable dans le cas de couches fluides semi-infinies et ne prend pas en compte les effets de confinements dûs à la cellule. On cherche alors à avoir un système présentant une tension interfaciale très faible (de l'ordre de $10^{-6} N.m^{-1}$) afin de réduire significativement la longueur capillaire. Nous voulons également que l'une des deux phases soit transparente et l'autre absorbante à la longueur d'onde utilisée. Les phases de Winsor, dont les caractéristiques seront détaillées plus loin, permettent de satisfaire à ces conditions.

3 Dispositif expérimental et système fluide utilisé

3.1 Montage optique

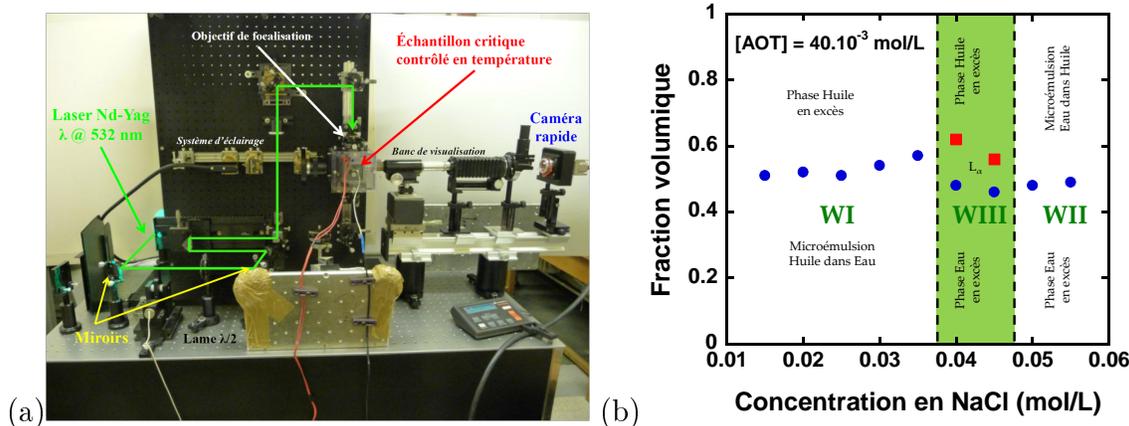


FIGURE 3 – (a) Photo représentant le montage expérimental. (b) Diagramme de phase pour les 3 équilibres de phases de Winsor synthésisés à partir d'un mélange de saumure, d'heptane et d'AOT.

Le montage, représenté sur la figure 3(a), consiste à guider et orienter une onde laser continue issue d'un laser $Nd^{3+} - YAG$ doublé en fréquence, de longueur d'onde dans le vide $\lambda_0 = 532nm$, afin qu'il arrive perpendiculairement à l'interface séparant les deux phases liquides en coexistence de l'échantillon. Cet échantillon est placé dans une cellule optiquement transparente régulée à $25^\circ C$ dans un four (à 0.1K près).

Le faisceau laser est guidé par des miroirs plans, traverse une lame demi-onde positionnée à 45° de la polarisation du laser, une lentille puis un prisme (permettant de contrôler la largeur du faisceau au col ω_0 sur une plage de $1.4\mu m$ à $14\mu m$). Grâce à un cube polariseur le faisceau "monte" (prenant une direction perpendiculaire à la table de montage). Il traverse ensuite un objectif de microscope permettant la focalisation sur l'interface séparant les deux phases liquides.

L'échantillon est éclairé en éclairage critique par une lumière blanche continue. L'observation des déformations a été réalisée avec plusieurs objectifs de microscope (X5, X10, X20). L'acquisition des images est réalisée à l'aide d'une caméra CCD, connectée à un ordinateur.

3.2 Système fluide : phases de Winsor

Nous avons mentionné précédemment les phases de Winsor comme étant le système fluide permettant la réalisation de ces expériences. Nous allons maintenant définir brièvement ce que sont les phases de Winsor et démontrer en quoi l'utilisation d'un tel système permet d'observer des déformations d'interface. Les phases de Winsor sont des mélanges liquides composés d'eau salée (saumure), d'huile (ici de l'heptane) et d'un surfactant (AOT). Suivant la concentration en sel (NaCl), il est possible de produire plusieurs équilibres de phases de Winsor. Pour de faibles concentrations en sel, on obtient un équilibre diphasique entre une phase micellaire de microémulsion (micelles huile dans eau) et une phase huile en excès appelé équilibre de Winsor I. Pour de fortes salinités, nous avons au contraire une phase micellaire de microémulsion (micelle eau dans huile) en équilibre avec une phase aqueuse en excès appelé équilibre de Winsor II. Pour des salinités intermédiaires que nous n'avons pas étudié au cours de ce stage, il existe aussi un équilibre dit de Winsor III. Les phases en équilibre de Winsor III présentent trois phases en coexistence : une phase riche en surfactant avec de part et d'autre de celle-ci une phase en excès d'huile et une phase aqueuse en excès. La dureté de l'interface entre les phases liquides pour les différents équilibres de Winsor dépend de la salinité. La variation de la concentration en sel des échantillons permet de rendre ultra molle l'interface entre les phases huile et aqueuse. La tension interfaciale des phases de Winsor peut ainsi atteindre $1.10^{-6} N.m^{-1}$ (sachant que $\gamma_{eau-air} = 72.8mN.m^{-1}$).

La figure 3(b) présente le diagramme de phase pour les différents régimes de Winsor [10]. Cependant, ce diagramme est valable pour de la saumure (eau salée). Or, pour que la phase micellaire de microémulsion soit absorbante à la longueur d'onde utilisée, nous avons coloré la saumure avec du cristal violet. Il est donc possible que le diagramme de phase du système à base d'eau colorée soit légèrement décalé en salinité par rapport à celui présenté.

La synthèse de phases de Winsor avec de l'eau colorée permet d'obtenir une couche transparente (l'heptane) en coexistence avec une phase absorbante à la longueur d'onde utilisée séparées par une interface très déformable. La préparation de ces solutions est réalisée à $25^\circ C$. Nous avons donc conservé autant que possible les échantillons à $25^\circ C$, en les régulant thermiquement grâce au four du dispositif expérimental.

4 Résultats obtenus : analyse des données et interprétations

Grâce au modèle 1D, nous avons une prédiction qualitative sur le sens de déformation suivant les hauteurs des phases liquides dans la cellule. Nous avons réalisé ainsi une étude en col de faisceau ("beam waist") et en puissance laser des hauteurs de déformation pour différents rapports de hauteurs. L'étude

a été menée pour deux configurations des hauteurs de phases : $H_e \sim H_h$ et $H_e \sim 3H_h$, où H_e est la hauteur de la phase aqueuse et H_h est la hauteur de la phase heptane. Des résultats préliminaires nous ont permis de visualiser les écoulements (voir figure 4) dans les deux phases liquides, nous indiquant ainsi, de manière expérimentale, le signe de $\frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dT}$, en l'occurrence positif.

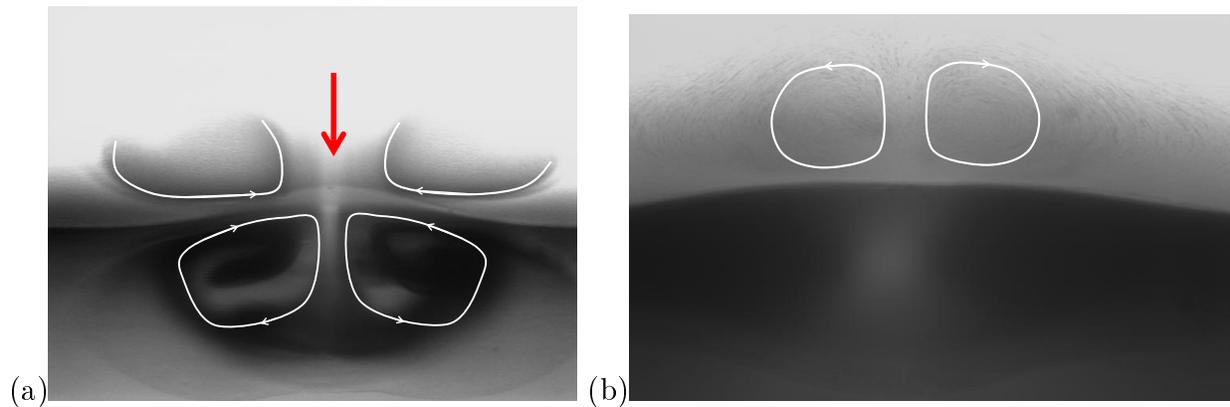


FIGURE 4 – Sur chacune des deux photos, les flèches blanches représentent le sens des écoulements et la flèche rouge indique le sens de propagation de l'onde laser. (a) Photo montrant les écoulements induits par des effets thermocapillaires dans les deux phases liquides pour $H_e = 430\mu\text{m}$ et $H_h = 520\mu\text{m}$, $\omega_0 = 3\mu\text{m}$ et $P = 100\text{mW}$. (b) Photo représentant la superposition de 250 images à 25Hz d'un film, permettant de visualiser l'écoulement pour $H_e = 430\mu\text{m}$ et $H_h = 520\mu\text{m}$, $\omega_0 = 3\mu\text{m}$ et $P = 30\text{mW}$.

Pour les hauteurs $H_e \sim H_h$ et $H_e \sim 3H_h$, nous avons utilisé des échantillons en équilibre de Winsor I. Ainsi, la phase du bas est une phase micellaire de microémulsion constituée de micelles directes. Or comme cette phase est absorbante à la longueur d'onde utilisée, nous avons réglé le montage pour que l'onde laser arrive par le haut. La tension interfaciale pour cet équilibre de Winsor est de l'ordre de $6.10^{-6} \text{N.m}^{-1}$.

4.1 Résultats pour $H_e \sim H_h$

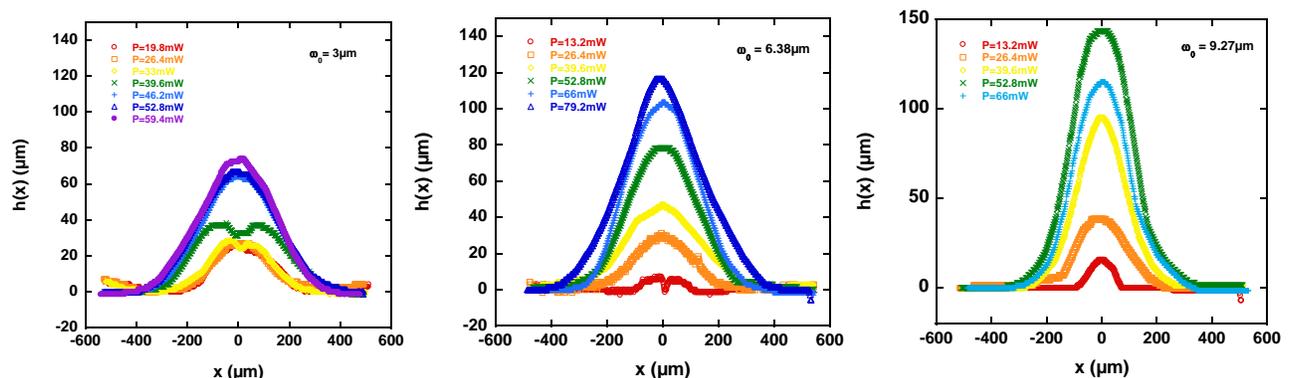


FIGURE 5 – Evolution du profil de déformation en fonction de la puissance laser et pour différentes largeurs au col du faisceau incident. Ceci est réalisé pour différents rayons au col de faisceau, de gauche à droite $\omega_0 = 3\mu\text{m}$, $\omega_0 = 6.38\mu\text{m}$ et $\omega_0 = 9.27\mu\text{m}$.

La première configuration que nous avons étudié est celle où l'on met autant d'heptane que de solution aqueuse colorée dans la cellule. Dans cette configuration, le modèle ID nous informe que l'interface devrait

se déformer vers la phase heptane. En effet, dans ce cas nous avons $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} > \frac{H_1}{H_2} \Rightarrow \frac{dh}{dx} > 0$. Après avoir réalisé l'échantillon et après l'avoir laissé reposer quelques heures, nous avons mesuré les hauteurs de phases réelles et nous avons obtenu : $H_h = 520\mu m$ et $H_e = 430\mu m$. Comme le montre la figure 5, nous avons mesuré le profil de déformation de l'interface séparant les deux fluides pour différentes puissances laser et pour une largeur du faisceau au col fixée (ceci est réalisé à l'aide d'un code Matlab développé dans l'équipe).

La figure 5 nous montre bien que la déformation est positive c'est-à-dire depuis la phase aqueuse vers la phase heptane. Le modèle ID prédit donc avec justesse le sens de déformation dans cette configuration des hauteurs des deux phases fluides. Ces résultats ont également été confirmés par des simulations numériques du modèle 2D [3]. Il semblerait que la hauteur maximale de déformation augmente avec la largeur du faisceau au col et à puissance fixée.

4.2 Résultats pour $H_e \sim 3H_h$

Nous avons également essayé la configuration avec une fine couche d'heptane et une couche épaisse de phase aqueuse dans les proportions suivantes : $H_e \sim 3H_h$. Dans cette configuration le modèle ID prévoit que la déformation devrait se faire depuis la phase heptane vers la phase aqueuse. En effet, dans ce cas nous avons $\sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} < \frac{H_1}{H_2} \Rightarrow \frac{dh}{dx} < 0$. On précise ici que le signe de $\frac{d\gamma}{dT}$ n'a pas changé. Après avoir fait l'échantillon et après l'avoir laissé reposer quelques heures, nous avons mesuré les hauteurs de phases réelles pour obtenir : $H_h = 245\mu m$ et $H_e = 700\mu m$.

Nous constatons sur la figure 6 que la déformation est négative, c'est-à-dire qu'elle se fait bien depuis la phase heptane vers la phase aqueuse, comme le prédit le modèle 1D. Comme pour la configuration précédente, nous avons également confirmé les résultats des simulations numériques du modèle 2D. Les résultats montrent également que la hauteur maximale de déformation, en valeur absolue, augmente en fonction de la largeur du faisceau au col et à puissance fixée.

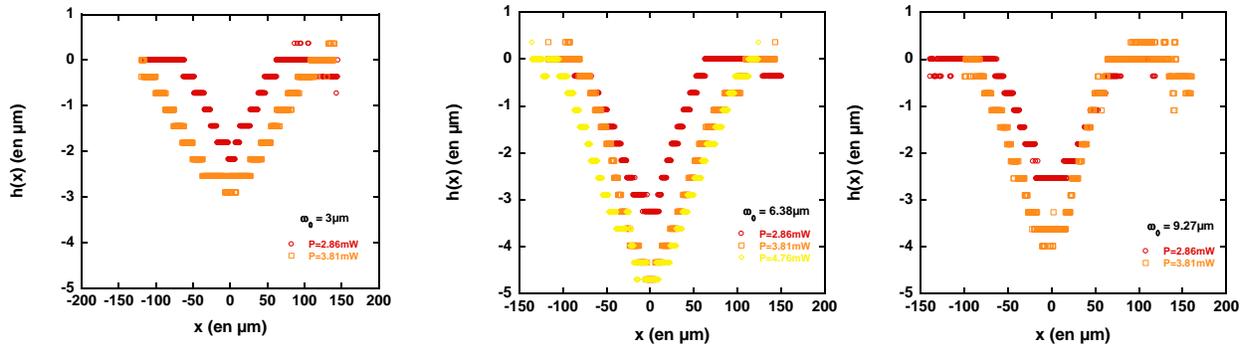


FIGURE 6 – Evolution du profil de déformation en fonction de la puissance laser et pour différentes largeurs au col du faisceau incident. Ceci est réalisé pour différents rayons au col de faisceau, de gauche à droite $\omega_0 = 3\mu m$, $\omega_0 = 6.38\mu m$ et $\omega_0 = 9.27\mu m$.

4.3 Discussion des résultats

L'obtention des profils de déformation pour chacune des deux configurations des hauteurs de phases fluides est une exploitation directe des données expérimentales. Cependant nous ne pouvons pas savoir si la hauteur de déformation dépend d'autres paramètres que la largeur du faisceau au col. Nous ne savons pas non plus comment varie la largeur des déformations thermocapillaires.

Dans un premier temps, nous allons vérifier si la hauteur maximale de déformation augmente bien avec la largeur du faisceau au col pour une puissance laser fixée. Nous avons donc étudié l'évolution des hauteurs maximales en fonction de la puissance $h(P)$ pour les deux configurations expérimentales, comme le montre les figures 7(a) et 8(a).

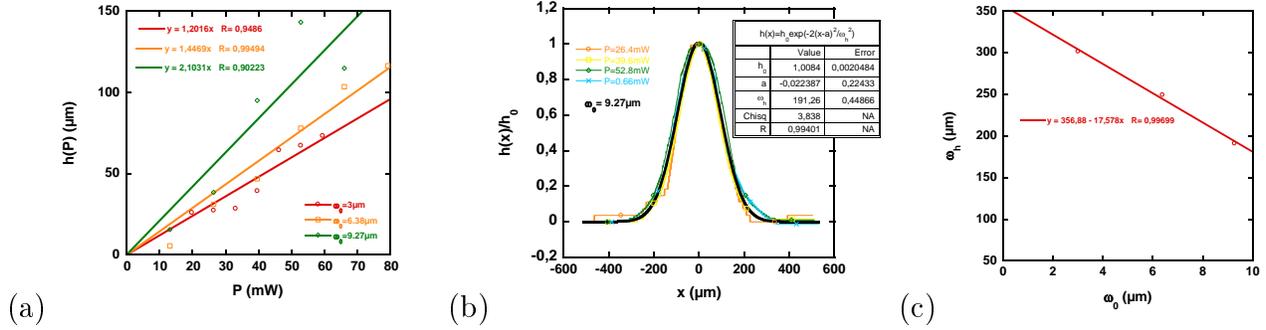


FIGURE 7 – Chacun de ces graphes correspond à la configuration des hauteurs : $H_e \sim H_h$. (a) Graphe représentant l'évolution de la hauteur maximale de déformation en fonction de la puissance et à largeur du faisceau au col fixée. (b) Sur ce graphe sont représentés les profils de déformation normalisés par la hauteur maximale de déformation pour une largeur du faisceau au col $\omega_0 = 9.27\mu\text{m}$. On ajuste ces profils normalisés par une gaussienne pour obtenir la largeur de déformation. (c) Cette dernière courbe nous donne l'évolution de la largeur de déformation en fonction de la largeur du faisceau au col.

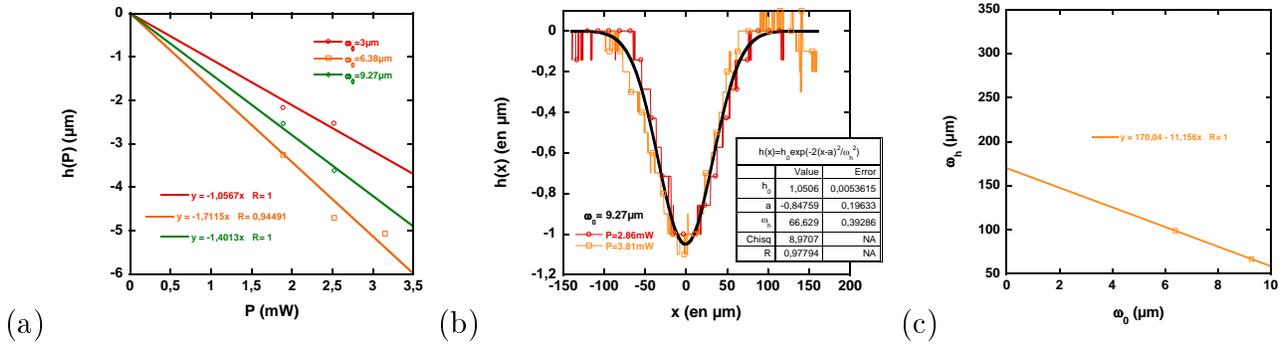


FIGURE 8 – Chacun de ces graphes correspond à la configuration des hauteurs : $H_e \sim 3H_h$. (a) Graphe représentant l'évolution de la hauteur maximale de déformation en fonction de la puissance et à largeur du faisceau au col fixée. (b) Sur ce graphe sont représentés les profils de déformation normalisés par la hauteur maximale de déformation pour une largeur du faisceau au col $\omega_0 = 9.27\mu\text{m}$. On ajuste ces profils normalisés par une gaussienne pour obtenir la largeur de déformation. (c) Cette dernière courbe nous donne l'évolution de la largeur de déformation en fonction de la largeur du faisceau au col.

Les courbes présentées, figures 7(a) et 8(a), nous montrent que, pour une puissance laser fixée, la hauteur maximale de déformation augmente avec la largeur du faisceau au col. L'ajustement fructueux des évolutions $h(P)$ (figures 7(a) et 8(a)) par une régression linéaire nous permet de confirmer que la déformation thermocapillaire de l'interface séparant les deux fluides suit un régime linéaire en fonction de la puissance laser.

Maintenant que nous connaissons le comportement de la hauteur maximale de déformation de l'interface entre les deux phases fluides en fonction de la puissance laser et de la largeur du faisceau au col,

nous pouvons nous intéresser à la largeur des déformations thermocapillaires. Pour ce faire, on commence par normaliser chaque profil de déformation avec la hauteur maximale de déformation, notée h_0 . En faisant l'approximation que l'on peut ajuster les profils normalisés avec une fonction gaussienne, de la forme $h(x) = h_0 \exp\left(-\frac{2(x-a)^2}{\omega_h^2}\right)$ où a est l'abscisse du maximum h_0 et ω_h est la largeur à mi-hauteur de la déformation, on obtient expérimentalement la largeur de la déformation thermocapillaire ω_h . Les résultats de cet ajustement gaussien sont donnés, pour chaque configuration, par les figures 7(b) et 8(b). Ces courbes ne montrent les résultats que pour la largeur du faisceau au col $\omega_0 = 9.27\mu\text{m}$. Les autres courbes normalisées sont données en annexe. On constate clairement que la largeur de déformation thermocapillaire ne varie pas avec la puissance laser. Nous pouvons donc confirmer que l'on est bien en régime linéaire de déformation en fonction de la puissance laser.

Il nous reste maintenant à savoir si la largeur de la déformation ω_h dépend de la largeur du faisceau au col ω_0 . Pour cela nous avons tracé ω_h en fonction de ω_0 pour les deux configurations des hauteurs, représentées par les figures 7(c) et 8(c). Nous constatons que la largeur de déformation diminue si on augmente la largeur du faisceau au col et cette variation semble linéaire, comme l'atteste la régression linéaire effectuée sur les points expérimentaux. Nous constatons également que les courbes ne sont pas superposées. Cela suggère que la largeur de la déformation dépend d'un autre paramètre, le rapport des hauteurs de fluides qui est le seul variable. Nous avons en effet supposé qu'un système constitué de deux couches fluides semi-infinies pouvait permettre d'élaborer notre modèle thermique simplifié (présenté en annexe). Cependant pour que ce modèle soit valable nous devons considérer des hauteurs de phases d'au moins $400\mu\text{m}$ d'épaisseur pour l'absorption considérée. Cette condition est vérifiée pour la configuration $H_e \sim H_h$. Par contre, pour l'autre configuration, la phase heptane mesure $245\mu\text{m}$ d'épaisseur. Dans ce cas la condition n'est pas vérifiée. Il faudrait peut-être tenir compte de la couche de verre et donc calculer la hauteur de déformation dans le cas d'un modèle à quatre couches (verre/heptane/phase aqueuse/verre), et calculer la largeur de la distribution thermique associée. Contrairement au calcul présenté en annexe (couches semi-infinies) le modèle quatre couches fournirait une dépendance de la largeur de déformation avec les hauteurs des phases. Cette analyse suggère alors que les effets thermocapillaires sont plus importants si l'on considère un rapport de hauteur proche du rapport de la racine carrée des viscosités. En effet nous avons des hauteurs et des largeurs de déformations plus importantes pour la configuration $H_e \sim H_h$, qui est le rapport des hauteurs supposés être le plus proche de la racine carrée du rapport des viscosités.

5 Conclusion et perspectives

Le présent rapport fait état de plusieurs études expérimentales de déformations thermocapillaires d'interfaces liquides induites par une onde laser continue. Ce type de mécanisme de déformation d'interface liquide nécessite l'élaboration d'un système fluide présentant une tension interfaciale suffisamment faible. Cette condition est satisfaite par la réalisation d'un système fluide constitué d'un mélange d'eau salée, d'heptane et d'AOT en équilibre de Winsor I. Grâce à ce système fluide, nous avons pu observer ces déformations d'interfaces et mettre expérimentalement en évidence les effets thermocapillaires induits par le chauffage d'une onde laser. De part l'observation directe de ces déformations d'interfaces liquides, nous avons pu mettre en exergue la génération d'écoulements en volume dus aux effets thermocapillaires et ainsi connaître le signe de la variation de la tension interfaciale en fonction de la température. Nous avons vérifié que suivant la configuration des hauteurs des phases liquides, l'interface se déforme dans un sens ou dans l'autre, conformément aux prédictions du modèle théorique ID.

Les travaux présentés dans ce manuscrit apportent bien évidemment de nouvelles questions et axes de recherche. Il serait particulièrement intéressant, dans un premier temps, de mesurer la vitesse des écoulements thermocapillaires. En effet, cela permettrait de vérifier si l'approximation que nous faisons sur l'ordre de grandeur du nombre de Péclet, à savoir très petit devant 1, est valable. En d'autres termes,

cette mesure nous permettrait de savoir si le transfert par convection peut réellement être négligé devant le transfert par diffusion.

Dans un deuxième temps, ces mêmes expériences peuvent être refaites à l'aide de phases liquides en équilibre de Winsor III ayant la particularité principale d'exhiber une tension interfaciale encore plus faible ($1.10^{-6} N/m$). Cela nous permettrait d'induire, pour une même puissance laser, des déformations d'interfaces liquides de plus grand rapport d'aspect. Il serait alors intéressant d'évaluer jusqu'à quel point une telle interface fluide peut se déformer avant une éventuelle déstabilisation de celle-ci.

Enfin, nous avons montré que la largeur de la déformation dépend implicitement des hauteurs des phases liquides rendant le modèle de température simplifié (deux couches semi-infinies) insuffisant. Il serait alors intéressant d'établir un modèle de chauffage laser à quatre couches (verre/heptane/phase aqueuse/verre) pour faire apparaître explicitement la dépendance de la largeur de la déformation avec la hauteur des phases liquides et de comparer ces résultats avec le modèle 2D développé par Hamza Chraïbi [3].

6 Bibliographie

- [1] S. A. Viznyuk, A.T. Sukhodol'skii, *Thermocapillary self-interaction of laser radiation in thin layers of an absorbing liquid*, Sov. J. Quantum Electron. 18, 489 (1988).
- [2] A. I. Mizev, *Experimental investigation of thermocapillary convection induced by a local temperature inhomogeneity near the liquid surface. 2. radiation-induced source of heat*, Journal of Appl. Mech. and Tech. Phys. 45, 699 (2004)
- [3] H. Chraïbi et J-P. Delville, *Thermocapillary flows and interface deformations produced by localized laser heating in confined environment*, Physics of fluids 24, 032102, 2012.
- [4] J. C. Loulergue, P. Manneville and Y. Pomeau, *Interface deflections induced by the Marangoni effect : an application to infrared-visible image conversion*, J. Phys. D : Appl. Phys. 14, 1967 (1981).
- [5] B. A. Bezuglyi, N. A. Ivanova, and A. Yu. Zueva, "Laser-induced thermocapillary deformation of a thin liquid layer", J. App. Mech. Tech. Phys. 42, 493 (2001).
- [6] A. P. Mackwood and R. C. Crafer, *Thermal modelling of laser welding and related processes : a literature review*, Opt.Laser Technol. 37, 99 (2005).
- [7] J. P. Delville, M. Robert de Saint Vincent, R. D Schroll, H. Chraibi, B. Issenmann, R. Wunenburger, D. Lasseux, W. W Zhang, E. Brasselet, *Laser microfluidics : fluid actuation by light*, J. Opt. A : Pure Appl. Opt. 11, 034015 (2009).
- [8] N. Garnier, R. O. Grigoriev, and M. F. Schatz, *Optical manipulation of microscale fluid flow*, Phys. Rev. Lett. 91, 054501 (2003).
- [9] M. Robert de Saint Vincent, *Écoulements microfluidiques pilotés sans contact par une onde laser*, Thèse de Doctorat, Université Bordeaux I, 2010.
- [10] J. Petit, *Déformations et instabilités d'interfaces liquides pilotées par la diffusion d'une onde laser en milieux turbides*, Thèse de Doctorat, Université Bordeaux I, 2011.

7 Annexes

7.1 Calcul de la hauteur de déformation dans le cas d'un écoulement semi-infini

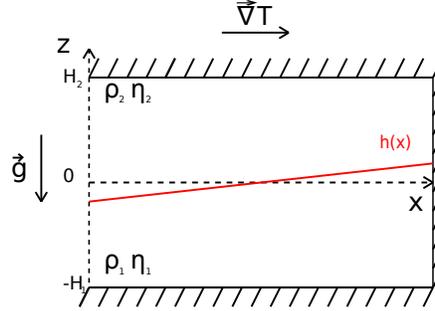


FIGURE 9 – Représentation schématique du modèle d'un écoulement unidimensionnel semi-infini et de la déformation d'interface induite par un gradient de température.

La figure 9 nous montre la déformation $h(x)$ dans le cas d'un écoulement semi-infini, donc unidimensionnel. Nous faisons aussi l'hypothèse d'un écoulement incompressible. Cela nous donne :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \Rightarrow \vec{u} = u_x(z) \vec{e}_x \quad (3)$$

où \vec{u} représente le champ de vitesse. On considère aussi la condition de non glissement sur les parois, la vitesse y est donc nulle :

$$\begin{cases} u_1(-H_1) = 0 \\ u_2(H_2) = 0 \end{cases} \quad (4)$$

La paroi verticale impose que le débit Q_i ($i = 1, 2$) soit nul :

$$\begin{cases} Q_1 = 0 \Rightarrow \vec{u}_1 \cdot d\vec{S} = 0 \\ Q_2 = 0 \Rightarrow \vec{u}_2 \cdot d\vec{S} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \int_{-H_1}^0 u_1(z) dz = 0 \\ \int_0^{H_2} u_2(z) dz = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Enfin nous faisons l'hypothèse de la continuité du champ de vitesse à l'interface : $u_1(0) = u_2(0)$. Maintenant que le problème est positionné, on peut déterminer l'évolution de la hauteur de déformation. Pour ce faire on commence par écrire l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho_i \frac{D\vec{u}_i}{Dt} = -\vec{\nabla} P_i + \eta_i \Delta \vec{u}_i + \rho_i \vec{g} \quad \text{où } i = 1, 2 \quad (6)$$

où $\frac{D\vec{u}_i}{Dt}$ est la dérivée particulière, $\vec{\nabla} P_i$ représente le champ de pression dans les deux phases liquides, $\eta_i \Delta \vec{u}_i$ est le terme traduisant les effets visqueux et enfin $\rho_i \vec{g}$ traduit les effets gravitationnels. On se place dans le cas d'un écoulement stationnaire à faible nombre de Reynolds. Cela nous impose $\frac{D\vec{u}_i}{Dt} = 0$. Nous obtenons de cette manière l'équation de Stokes :

$$-\vec{\nabla} P_i + \eta_i \Delta \vec{u}_i + \rho_i \vec{g} = 0 \quad (7)$$

Maintenant on projette l'équation de Stokes suivant l'axe x et l'axe z (invariance en y) :

$$\begin{cases} \text{suivant } \vec{e}_x : & \frac{\partial P_i}{\partial x} = \eta_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} \\ \text{suivant } \vec{e}_z : & \frac{\partial P_i}{\partial z} = -\rho_i g \end{cases} \quad (8)$$

En intégrant $\frac{\partial P_i}{\partial x} = -\rho_i g$, on va pouvoir déterminer le champ de pression dans les deux phases fluides. On obtient après calcul :

$$\begin{cases} P_1(x, z) = p_0(x) - \rho_1 g z \\ P_2(x, z) = p_0(x) + \rho_2 g (H_2 - z) \end{cases} \quad (9)$$

où p_0 est la pression à l'interface et $\rho_{i=1,2}$ la masse volumique. Comme nous connaissons le champ de pression dans les deux phases liquides, nous pouvons déterminer le champ de vitesse. Pour cela, on commence par calculer la dérivée du champ de pression par rapport à x :

$$\begin{cases} \frac{\partial P_1}{\partial x} = \frac{\partial p_0}{\partial x} + \rho_1 g \frac{dz}{dx} \\ \frac{\partial P_2}{\partial x} = \frac{\partial p_0}{\partial x} - \rho_2 g \frac{dz}{dx} \end{cases} \quad (10)$$

On veut écrire ce système en fonction de la hauteur de la déformation $h(x)$ dans le cas $\frac{dh}{dx} \ll 1$. On obtient alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial P_1}{\partial x} = \frac{\partial p_0}{\partial x} + g(\rho_1 - \rho_2) \frac{dh}{dx} \\ \frac{\partial P_2}{\partial x} = \frac{\partial p_0}{\partial x} \end{cases} \quad (11)$$

En injectant 11 dans le système 8, après intégration on obtient :

$$\begin{cases} u_1(z) = \frac{1}{2\eta_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} z^2 + A_1 z + B_1 \\ u_2(z) = \frac{1}{2\eta_2} \frac{\partial P_2}{\partial x} z^2 + A_2 z + B_2 \end{cases}$$

avec A_i et B_i des constantes d'intégrations. En se servant de la condition de continuité du champ de vitesse à l'interface, on peut calculer ces constantes d'intégration :

$$\begin{cases} A_1 = \frac{2H_1}{3\eta_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} & B_1 = \frac{H_1^2}{6\eta_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} \\ A_2 = -\frac{2H_2}{3\eta_2} \frac{\partial P_2}{\partial x} & B_2 = \frac{H_2^2}{6\eta_2} \frac{\partial P_2}{\partial x} \end{cases}$$

Or la condition d'équilibre du tenseur des contraintes nous donne :

$$\sigma_{1,xz} - \sigma_{2,xz} = \frac{d\gamma}{dx}$$

où γ est la tension interfaciale, d'où :

$$\eta_1 \left. \frac{\partial u_{1,x}}{\partial z} \right|_{z=0} - \eta_2 \left. \frac{\partial u_{2,x}}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{d\gamma}{dx} \quad (12)$$

L'équation 12 nous permet de déduire la variation de hauteur induite par l'écoulement thermocapillaire. Pour finir, on peut écrire la variation de la hauteur de l'interface en fonction de la tension interfaciale, des viscosités η_i et des hauteurs de phases H_i :

$$\frac{dh}{dx} = \frac{2}{3g(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\eta_1 H_2^2 - \eta_2 H_1^2}{\eta_1 H_1 H_2^2 + \eta_2 H_2 H_1^2} \frac{d\gamma}{dx} \quad (13)$$

où encore :

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

7.2 Champ de température dans un système deux couches

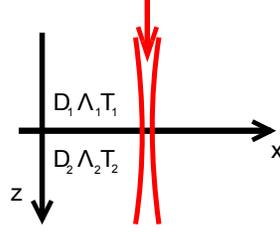


FIGURE 10 – Représentation schématique d'un système à deux couches fluides semi-infinies superposées.

Le but de ce calcul est de déterminer la distribution de température dans un système constitué de deux couches fluides superposées, comme le montre la figure 10. On commence par écrire l'équation de la chaleur pour les deux couches de fluides :

$$\begin{cases} \frac{DT_1}{Dt} = D_1 \Delta T_1 \\ \frac{DT_2}{Dt} = D_2 \Delta T_2 + \frac{D_2}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) \end{cases} \quad (14)$$

où $\frac{DT_i}{Dt}$ ($i = 1, 2$) est la dérivée particulaire, D_i la constante de diffusion, Λ_i la conductivité thermique, α le coefficient d'absorption et ω_0 la largeur du faisceau au col de l'onde laser. Or nous savons que le nombre de Péclet, qui s'écrit comme $P_e \simeq \frac{\|(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) T_i\|}{D_i \Delta T_i}$, permet de comparer le transfert par convection au le transfert par diffusion. En appelant a la largeur de la distribution de température, le nombre de Péclet devient $P_e \approx \frac{ua}{D}$. La vitesse des écoulements étant faible, nous avons alors un nombre de Péclet très petit devant 1. Ainsi le transfert par convection peut-être négligé. Les équations de la chaleur 14 s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial T_1}{\partial t} = D_1 \Delta T_1 \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} = D_2 \Delta T_2 + \frac{D_2}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) \end{cases} \quad (15)$$

Le temps d'observation étant très long devant le temps caractéristique (ordre de grandeur), nous considérons que le système est en régime stationnaire. Ainsi :

$$\begin{cases} \left(\Delta_r + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) T_1(r, z) = 0 \\ \left(\Delta_r + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) T_2(r, z) + \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) = 0 \end{cases} \quad (16)$$

Etant donné qu'on est en géométrie cylindrique, on passe par la transformée de Fourier-Bessel pour résoudre ce système d'équation : $\tilde{T}_i(k, z) = \int_0^{+\infty} T_i(r, z) J_0(kr) r dr$. Ainsi le système 16 devient :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2\right) \tilde{T}_1(k, z) = 0 \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2\right) \tilde{T}_2(k, z) + \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \exp(-\alpha z) \tilde{G}(k) = 0 \end{cases} \quad (17)$$

où $\tilde{G}(k) = \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) J_0(kr) r dr = \frac{\omega_0^2}{4} \exp\left(-\frac{k^2 \omega_0^2}{8}\right)$. Le solutions d'un tel système s'écrivent :

$$\begin{cases} \tilde{T}_1(k, z) = A_1 \exp(kz) + B_1 \exp(-kz) \\ \tilde{T}_2(k, z) = A_2 \exp(kz) + B_2 \exp(-kz) + \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \frac{1}{k^2} \exp(-\alpha z) \tilde{G}(k) \end{cases} \quad (18)$$

où A_i et B_i sont des constantes d'intégrations. Ces constantes sont déterminées par les conditions aux limites. Comme la phase 1 est transparente à la longueur d'onde utilisée, nous pouvons considérer que la

température loin de l'interface séparant les deux phases fluides ($z \rightarrow -\infty$) est nulle. Quand est-il pour la phase 2? Pour que $\tilde{T}_2(k, z) = 0$ loin de l'interface entre les deux fluides ($z \rightarrow +\infty$), nous devons avoir $\alpha z \gg 1$. Or l'absorption du cristal violet pour la longueur d'onde utilisée vaut $\alpha = 26\text{cm}^{-1}$. Ainsi z doit être supérieur à $400\mu\text{m}$, ce qui est vrai dans la majorité des cas. Ainsi nous pouvons considérer que la température est nulle loin de l'interface séparant les deux phases fluides. Ces conditions nous donne $B_1 = 0$ et $A_2 = 0$. Les solutions s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \tilde{T}_1(k, z) = A_1 \exp(kz) \\ \tilde{T}_2(k, z) = B_2 \exp(-kz) + \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{k^2} \exp(-\alpha z) \tilde{G}(k) \end{cases} \quad (19)$$

Pour exprimer les constantes B_1 et A_2 , nous devons nous servir des conditions de continuités à l'interface entre les deux fluides :

$$\begin{cases} \tilde{T}_1(k, 0) = \tilde{T}_2(k, 0) & (a) \\ \Lambda_1 \frac{\partial \tilde{T}_1}{\partial z}(k, z) \Big|_{z=0} = \Lambda_2 \frac{\partial \tilde{T}_2}{\partial z}(k, z) \Big|_{z=0} & (b) \end{cases}$$

Les équations de continuités nous donnent un système de deux équations à deux variables, avec pour inconnues B_1 et A_2 :

$$\begin{cases} A_1 = B_2 + \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{k^2} \tilde{G}(k) & (1) \\ A_1 k \Lambda_1 = -B_2 k \Lambda_2 - \alpha^2 \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{k^2} \tilde{G}(k) & (2) \end{cases} \quad (20)$$

Après résolution du système nous obtenons :

$$\begin{cases} A_1 = \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{k^2} \tilde{G}(k) \left[1 - \frac{\frac{\Lambda_1 + \alpha}{\Lambda_2 + \frac{\alpha}{k}}}{1 + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} \right] \\ B_2 = -\alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{k^2 (\Lambda_1 + \Lambda_2)} \tilde{G}(k) \left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} + \frac{\alpha}{k} \right) \end{cases} \quad (21)$$

De cette manière le champ de température dans l'espace de Fourier-Bessel s'écrit :

$$\begin{cases} \tilde{T}_1(k, z) = \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{k^2} \tilde{G}(k) \left[1 - \frac{\frac{\Lambda_1 + \alpha}{\Lambda_2 + \frac{\alpha}{k}}}{1 + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} \right] \exp(kz) \\ \tilde{T}_2(k, z) = \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{k^2} \tilde{G}(k) \left\{ \exp(-\alpha z) - \frac{\frac{\Lambda_1 + \alpha}{\Lambda_2 + \frac{\alpha}{k}}}{1 + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} \exp(-kz) \right\} \end{cases} \quad (22)$$

Pour le champ de température réel nous devons prendre la transformée inverse des équations du système 22. Or $T(r, z) = \int_0^{+\infty} \tilde{T}_i(k, z) J_0(kr) k dk$. D'où :

$$\begin{cases} T_1(k, z) = \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \int_0^{+\infty} \frac{1}{k^2} \tilde{G}(k) \left[1 - \frac{\frac{\Lambda_1 + \alpha}{\Lambda_2 + \frac{\alpha}{k}}}{1 + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} \right] \exp(kz) J_0(kr) k dk \\ T_2(k, z) = \frac{1}{\Lambda_2} \alpha \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \int_0^{+\infty} \frac{1}{k^2} \tilde{G}(k) \left\{ \exp(-\alpha z) - \frac{\frac{\Lambda_1 + \alpha}{\Lambda_2 + \frac{\alpha}{k}}}{1 + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} \exp(-kz) \right\} \exp(kz) J_0(kr) k dk \end{cases} \quad (23)$$

7.3 Courbes supplémentaires

On présente ici tous les profils de déformation thermocapillaire normalisés et ajustés par une fonction gaussienne.

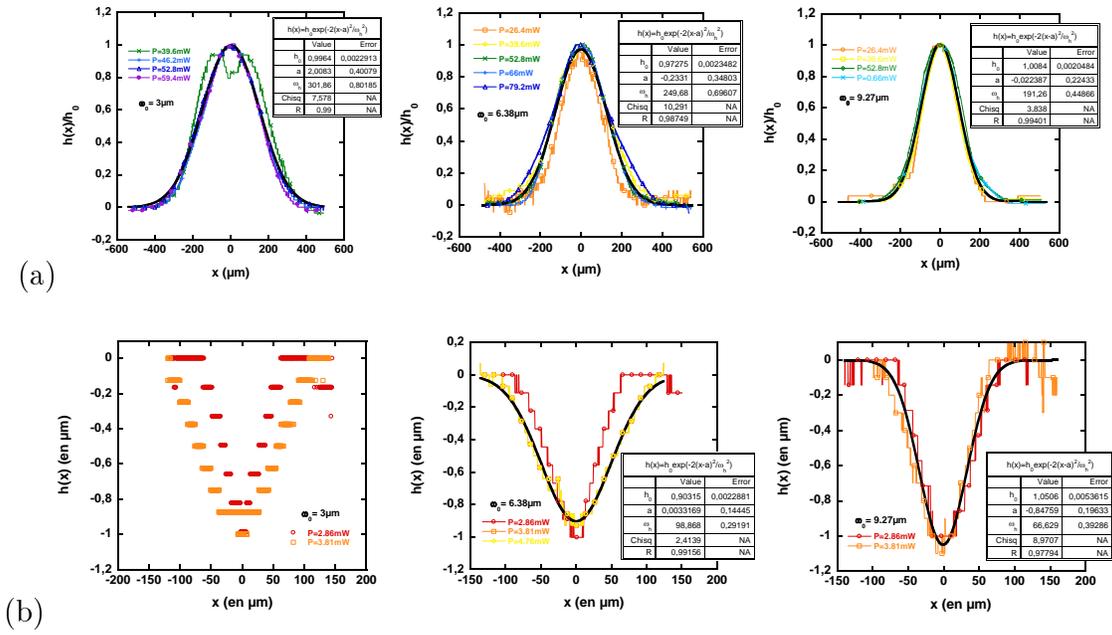


FIGURE 11 – (a) Courbes représentant le profil de déformation normalisé par la hauteur maximale h_0 à largeur du faisceau au col fixée, ajustée par une gaussienne permettant d'obtenir la largeur de déformation ω_h pour la configuration $H_e \sim H_h$. (b) Courbes représentant le profil de déformation normalisé par la hauteur maximale h_0 à largeur du faisceau au col fixée, ajustée par une gaussienne permettant d'obtenir la largeur de déformation ω_h pour la configuration $H_e \sim 3H_h$.