

Analyse par thermographie infrarouge de l'évaporation d'un film mince déposé dans un tube capillaire chauffé.

Vincent AYL^{*}, Nicolas CHAURIS, Balkrishna MEHTA, Cyril ROMESTANT, Yves BERTIN

¹ Institut Pprime, CNRS-ENSMA-Université de Poitiers, UPR 3346

1, avenue Clément Ader 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex

^{*}(auteur correspondant : vincent.ayel@ensma.fr)

Résumé – Le phénomène d'évaporation d'un film mince, déposé par l'écoulement d'un ménisque (en phase de recul), joue un rôle prépondérant sur les transferts thermiques dans les micro/mini-canaux, ou dans les caloducs oscillants. L'objectif de cette étude est d'analyser, par thermographie infrarouge, les transferts de chaleur induits par l'écoulement d'un unique bouchon liquide suivi par une unique bulle de vapeur dans un tube de cuivre de 2 mm de diamètre et chauffé par effet Joule. Le film mince liquide, déposé sur la paroi intérieure du tube par le ménisque en écoulement (figure 1), est à l'origine de transferts thermiques intenses par évaporation, entraînant une diminution importante de la température de paroi jusqu'à des valeurs proches de celle de la vapeur. Ce phénomène, analysé par thermographie infrarouge sur la paroi externe du tube, permet d'établir la signature thermique lors du processus d'évaporation. Après une validation de la méthode de mesure avec des essais de référence – tube vide et écoulement monophasique liquide –, les résultats expérimentaux seront post-traités pour permettre l'identification de certains paramètres intrinsèquement liés au film mince (position, longueur, épaisseur...). Les évolutions des températures et des longueurs de film mince, obtenues à partir de calculs de modélisation numérique, concordent bien avec les données expérimentales pour le cas de l'eau. Il a été établi que la longueur du film liquide est une fonction, au premier ordre, de l'épaisseur initiale du film mince déposé, de la vitesse du ménisque et de la densité de flux de chaleur, incluant l'effet transitoire du déstockage de l'énergie accumulée dans la paroi due à la différence de températures avant et après le passage du ménisque. Dans le cadre de cette étude, deux fluides seront étudiés : l'eau et le N-pentane. On verra ainsi les différences de comportement fondamentales entre ces fluides, qui permettront de mieux comprendre les phénomènes de dépôt de film mince et leurs conséquences sur les transferts par évaporation dans un tube capillaire chauffé. Cette étude constitue une étape supplémentaire dans la compréhension des phénomènes physiques locaux pouvant se produire dans la zone évaporateur d'un caloduc oscillant en fonctionnement.

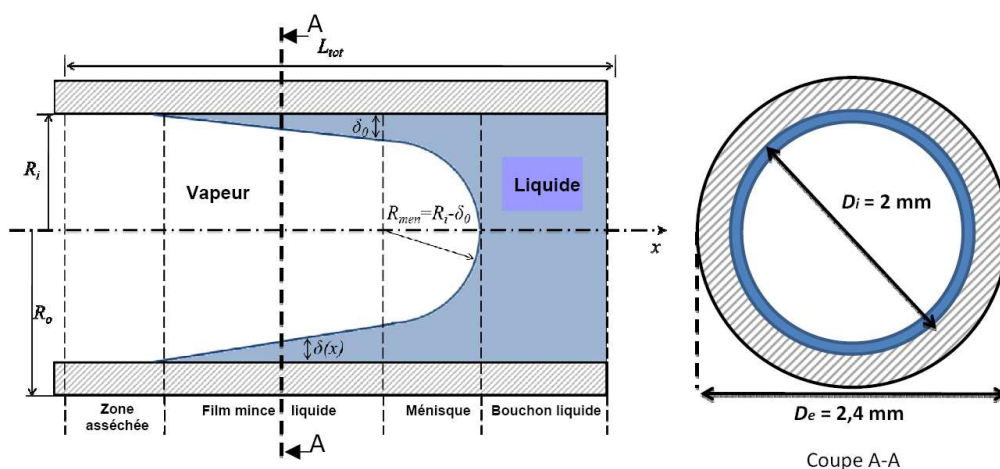


Figure 1 : Schéma de principe du film mince déposé par le ménisque dans un tube capillaire chauffé

Nomenclature

Bi	nombre de Biot	<i>Symboles grecs</i>	
Ca	nombre Capillaire, $Ca = \mu_l v_l / \sigma$	δ	épaisseur, m
c_p	chaleur massique, $J kg^{-1} K^{-1}$	ε	émissivité
D, L	diamètre, longueur, m	λ	conductivité thermique, $W m^{-1} K^{-1}$
h	coefficient d'échange, $W m^{-2} K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg m^{-3}$
q'	densité de flux, $W m^{-2}$	σ	tension superficielle, $J m^{-2}$
q''	flux volumique, $W m^{-3}$	<i>Indices et exposants</i>	
Re	nombre de Reynolds, $Re = \rho_l v_l D / \mu_l$	e, i	extérieur, intérieur
T	température, °C	f	fluide, film
v	vitesse, $m s^{-1}$	l, v	liquide, vapeur
V	volume, m^3	men	ménisque
We	nombre de Weber, $We = \rho_l v_l^2 D / \sigma$	p	paroi
		s	saturation

1. Introduction

Les phénomènes d'évaporation dans les mini- ou les micro-canaux intéressent chercheurs et industriels depuis quelques décennies déjà, dans un but de contrôle thermique efficace d'équipements dissipatifs en constante diminution de taille et/ou augmentation des densités de flux à évacuer [1]. Les caloducs oscillants (ou « Pulsating Heat Pipes », PHP), sont des systèmes passifs utilisant les chaleurs latente et sensible d'un fluide pour transférer la chaleur d'une source chaude vers une source froide. Ils sont constitués d'un unique tube, de diamètre capillaire pour le maintien des ménisques à la paroi, le plus souvent enroulé sur lui-même entre les deux sources par le biais de multiples allers-retours. Ils sont partiellement remplis d'un fluide à l'état de saturation qui va naturellement se répartir en bouchons liquides et bulles de vapeur séparées par les forces capillaires. C'est au sein des zones chauffées que va se produire, entre autres, l'évaporation de films liquides minces qui auront été déposés par les ménisques séparant les phases en mouvement [2]. Ce dernier phénomène impacte majoritairement les transferts de chaleur et de masse dans la zone évaporateur [3,4].

La figure 1 illustre le phénomène de dépôt d'un film mince sur la paroi interne du tube capillaire par le ménisque s'écoulant de gauche à droite. La physique de dépôt des films liquides et leur épaisseur initiale δ_0 peut se retrouver dans les articles d'Aussilous et Quéré [5], pour ce qui est de régimes d'écoulement de type visco-capillaires (loi de Taylor : $\delta_0/R \approx Ca^{2/3}/(1 + Ca^{2/3})$) et visco-inertiels, ou de Han et Shikazono [6], qui ont observé expérimentalement que les forces d'inertie tendent à épaissir le film pour des nombres de Reynolds élevés ; mais cette tendance est inversée pour les faibles nombres de Reynolds. Dans le cadre de notre étude, pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000 et des nombres capillaires Ca inférieurs à 0,3, leur corrélation prend en compte, en plus des effets visco-capillaires, les effets visqueux et inertiels par l'utilisation des nombres de Reynolds Re et de Weber We de la phase liquide :

$$\frac{\delta_0}{D_i} = \frac{0,67Ca^{2/3}}{1 + 3,13Ca^{2/3} + 0,504Ca^{0,672} Re^{0,589} - 0,352We} \quad (1)$$

Lorsque le tube est soumis à un flux de chaleur, le dépôt évolue différemment selon le démouillage de la ligne triple soumise à un flux de chaleur local : lorsque la ligne triple reste accrochée à la paroi, l'évolution du film mince est associée à une diminution continue de son épaisseur liée à l'évaporation progressive du liquide chauffé par la paroi ; dans le cas contraire, on observe un phénomène de démouillage de la ligne triple contraint par la

thermique ; cette dernière suit l'écoulement et tend à ré-épaissir le film. Dans ce dernier cas, il est impossible de prévoir l'évolution de l'épaisseur de film sans tenir compte de ce phénomène et de l'hydrodynamique au sein du film.

Ce sont ces phénomènes d'évaporation en film, que cette étude cherche à identifier par l'utilisation de la thermographie infrarouge : pendant la phase transitoire de chauffage, le passage du ménisque est aisément détectable au niveau du champ de température pariétale externe du tube chauffé en raison d'une augmentation d'un ou deux ordres de grandeurs du coefficient équivalent de transfert à la paroi intérieure, entre le liquide en régime laminaire et le film mince. C'est dans ce contexte que cette étude a été effectuée, autour de la compréhension des phénomènes locaux se produisant dans les caloducs oscillants. Il s'agit ici d'identifier les paramètres d'évaporation de films liquides minces déposés lors du passage d'un ménisque récessif séparant un bouchon liquide en amont et une bulle de vapeur en aval dans un tube chauffé (figure 1). Bulle et bouchon sont tous deux de dimensions infinies par rapport aux dimensions caractéristiques du tube : l'écoulement peut donc être qualifié d'*écoulement bouchon semi-infini*.

2. Dispositif expérimental

La cellule d'essais (figure 2) est constituée d'un tube cylindrique en cuivre de 200 mm de longueur (diamètres intérieur : 2 mm ; et extérieur : 2,4 mm), chauffé par effet Joule par une alimentation électrique (XANTREX XDC-20-300) simulant une source de chaleur volumique homogène. L'intensité est contrôlée par l'alimentation, tandis que la tension est mesurée avec précision ($\pm 1 \mu\text{V}$) aux bornes du tube. Ce tube est recouvert d'une peinture noire haute émissivité ($\varepsilon = 0,95 \pm 0,01$ avec un angle de visée inférieur à 45°) afin de mesurer avec précision la température pariétale extérieure du tube et de contrôler les conditions limites extérieures de rayonnement et de convection naturelle.

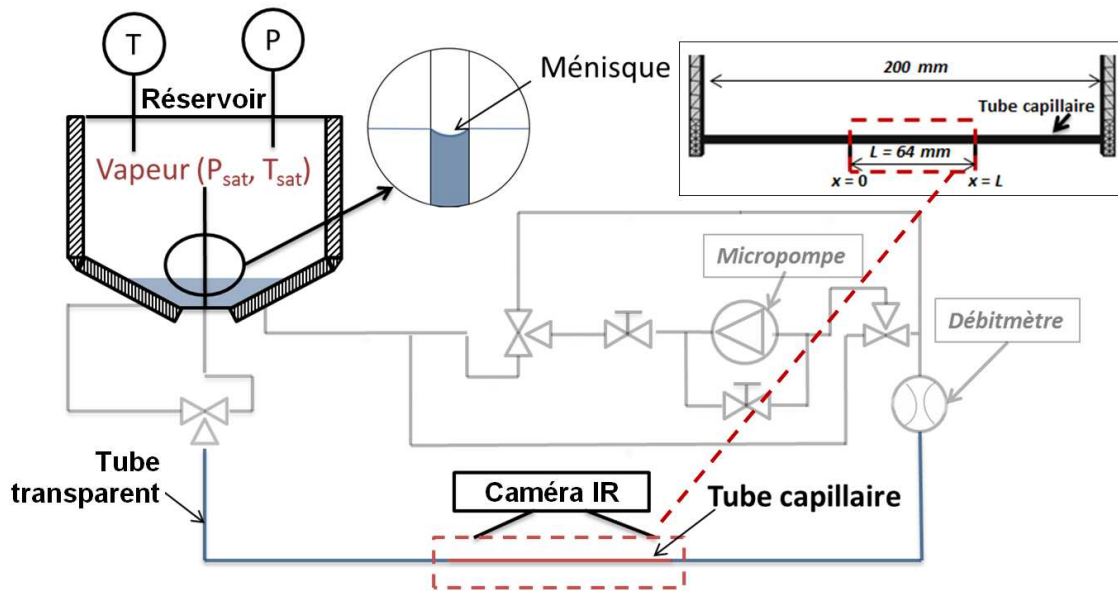


Figure 2 : Schéma du dispositif expérimental

Une caméra infrarouge (FLIR SC7200) est disposée à la verticale de la cellule d'essai et mesure le champ de température de la face supérieure du tube. Sa bande passante de longueurs d'onde est comprise entre 1,5 et 5,1 μm (précision : $\pm 1 \text{ K}$ absolu, sensibilité inférieure à 25 mK et fréquence d'acquisition de 7700 Hz). La fenêtre de visualisation fait 64 mm de long (voir zoom sur la figure 2), ce qui correspond à 320 pixels sur les images, et

12 pixels de large pour le sommet du tube, soit une résolution spatiale de $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ par pixel.

Un réservoir massif en acier inoxydable a été conçu de manière à stabiliser l'état thermodynamique de la phase vapeur en aval du ménisque. Il est instrumenté par un capteur de pression (UNIK 5000 GE, $\pm 80 \text{ Pa}$) et deux thermocouples calibrés (types T, diamètre $12 \mu\text{m}$), tous trois situés dans la partie haute du réservoir, dans la seule phase vapeur. Ces trois capteurs nous permettent de vérifier l'état de saturation dans le réservoir à partir du diagramme d'équilibre liquide/vapeur de chaque fluide. Notons que l'ensemble de la boucle expérimentale, incluant les tubes et le réservoir, est étanche de manière à rester à l'état de saturation lors des tests : avant chaque remplissage, le circuit est vidé et son étanchéité est testée au moyen d'une turbopompe à vide associée à un détecteur d'hélium (ASM 142, Adixen / Pfeiffer Vacuum).

Une micro-pompe volumétrique génère le débit du liquide provenant du réservoir. Ce débit masse est mesuré par un débitmètre Coriolis (EMERSON CMFS010, $\pm 0,01\%$) et ajusté par un jeu de vannes en parallèle et en série de la micro pompe. Partant d'un écoulement purement liquide provenant du réservoir (à température contrôlée), la vanne trois voies située en-dessous permet de passer à un écoulement de type bouchon relié au tube inséré dans le réservoir, et terminé par un ménisque suivi d'une bulle de vapeur infinie. C'est ainsi que l'on provoque le passage à vitesse imposée d'un ménisque délimitant un bouchon liquide et une bulle de vapeur, tous deux semi-infinis, dans le tube capillaire chauffé. Les longueurs de tubes en amont et en aval de la section de mesure sont en vinyle afin de vérifier visuellement qu'il n'y a pas de perturbation dans l'écoulement et au niveau du ménisque.

3. Résultats et discussion

3.1. Résultats pour l'eau (angle statique avec le cuivre oxydé : $\theta < 30^\circ$)

Dans un article précédent [7], une validation de la méthode est présentée avec comparaison des résultats expérimentaux pour le tube vide (flux évacué par convection naturelle et rayonnement extérieurs seulement) et pour le tube traversé par un écoulement monophasique liquide en régime laminaire thermiquement non établi. Une étude exhaustive avec l'eau comme fluide de travail y est présentée, pour différentes conditions limites, notamment le nombre capillaire et le flux volumique imposé. Les principaux résultats de cette étude sont synthétisés dans la partie suivante (avec T_s la température de saturation, v_l la vitesse débitante du bouchon liquide et q'_p la densité de flux pariétale). Précisons qu'avec l'oxydation du tube de cuivre, l'eau devient mouillante sur la paroi intérieure. Dans ce cas la ligne triple reste accrochée à la paroi au niveau de son point de contact, et sa position évolue seulement avec l'assèchement progressif du film liquide.

3.1.1. Réponses en température

Un exemple de résultat est présenté en figure 3 pour les conditions limites spécifiées : on peut voir à gauche des images infrarouges brutes pour quatre temps successifs, sur lesquelles on distingue le passage du front liquide/vapeur par le gradient accentué de niveau de gris ; la figure de droite présente les températures de paroi correspondantes, en fonction de l'abscisse du tube, l'écoulement allant de gauche à droite. Le passage du front liquide/vapeur est clairement identifié, pour les trois premiers temps, par la diminution brutale de la température de paroi extérieure. Pour $t = 7,184 \text{ s}$, le ménisque n'est plus dans la fenêtre de visualisation : c'est la ligne triple que l'on distingue avec le changement de pente et l'élévation progressive de la température correspondant à la zone asséchée, de droite à gauche en aval du film mince.

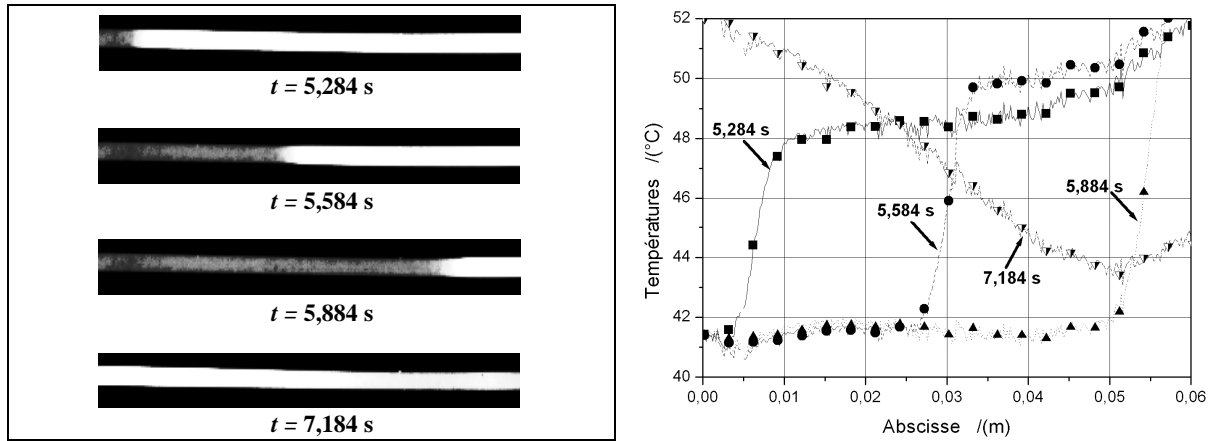


Figure 3 : Visualisations infrarouges (gauche) et profils de températures de paroi correspondants (droite) pour l'eau ($T_s = 42^\circ\text{C}$, $v_l = 69 \text{ mm s}^{-1}$, $q'_p = 17200 \text{ W m}^{-2}$)

La figure 4 présente l'évolution temporelle de la température de paroi T_p pour deux abscisses (10 mm et 50 mm), correspondant à l'expérience de la figure 3. Dans ces courbes, on distingue parfaitement les quatre zones successives du fluide (que l'on retrouve en figure 1) donnant lieu à des niveaux de transferts de chaleur très différents avec la paroi : à gauche, c'est d'abord le **bouchon liquide** qui échange avec le tube pendant la phase initiale de chauffage. Notons que la courbe expérimentale est comparée à un calcul numérique par éléments finis, décrit dans [7], du seul écoulement liquide : on voit que les deux courbes correspondent parfaitement pour la phase transitoire de montée en température. La deuxième zone correspond à la **proximité du ménisque**, pour laquelle on constate une légère diminution de la température pariétale par rapport à l'écoulement monophasique liquide : ce phénomène a déjà été constaté expérimentalement par Majumber et al. [8] qui l'ont attribué à la présence de rouleaux de recirculation en amont du ménisque, améliorant les transferts. La troisième zone correspond au **film mince**. Dans ce cas la température de paroi chute brutalement en raison de l'intensification des transferts par conduction au travers de l'épaisseur de ce film, de quelques dizaines de micromètres seulement, et évaporation ; puis on constate une stabilisation de cette température au voisinage de T_s (saturation) pendant le temps d'évaporation de ce film. Enfin, la dernière zone, liée à l'augmentation très rapide de la température à droite, correspond à l'**assèchement** du tube, au-delà de la ligne triple lorsque seule la phase vapeur échange avec le tube, avec un coefficient de transfert équivalent de plusieurs ordres de grandeur inférieurs à celui du film mince.

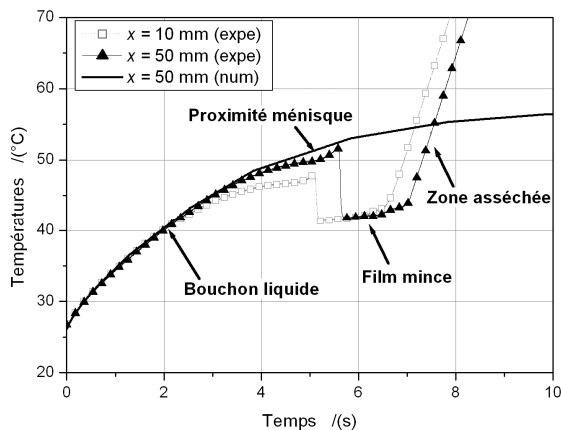


Figure 4 : T_p fonction du temps pour l'eau ($T_s = 42^\circ\text{C}$, $v_l = 69 \text{ mm s}^{-1}$, $q'_p = 17200 \text{ W m}^{-2}$)

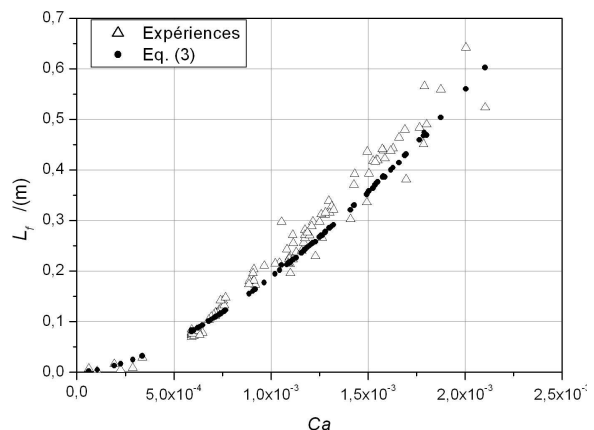


Figure 5 : L_f fonction de Ca pour l'eau ($T_s = 42^\circ\text{C}$, $q'_p = 17200 \text{ W m}^{-2}$)

3.1.2. Evaluation de la longueur de film déposé/évaporé

Afin de remonter aux paramètres d'évaporation dans le film mince, la loi de Fourier est développée ci-dessous pour une tranche de tube de longueur dx , et d'épaisseur suffisamment faible (0,2 mm : nombre de Biot $Bi = h_f(R_e - R_i)/\lambda_p \ll 1$) pour considérer la température T_p uniforme radialement. Dans ce cas les conditions limites internes et externes au tube sont ramenées à des puissances volumiques, en divisant ces termes par $dV = \pi(D_e^2 - D_i^2)dx/4$:

$$\rho_p c_{p,p} \frac{\partial T_p}{\partial t} = \lambda_p \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + q_p'' + \frac{\pi D_i dx}{dV} h_f (T_p - T_f) + \frac{\pi D_e dx}{dV} [h_{cn} (T_p - T_e) + \varepsilon \sigma (T_p^4 - T_e^4)] \quad (2)$$

Dans l'équation (2), le terme de gauche correspond à l'inertie du tube. Le premier terme de droite correspond aux flux conductifs dans le tube (ici seulement selon x) ; le deuxième au terme volumique de production de chaleur par effet Joule ; le troisième aux échanges avec le fluide (à T_f) par le biais d'un coefficient de transfert équivalent h_f qui varie selon la zone considérée ; enfin, le dernier correspond aux pertes vers l'extérieur par convection naturelle et rayonnement. De nombreux calculs, disponibles dans [7], ont montré que, pendant le passage du ménisque suivi par l'évaporation du film mince, on pouvait négliger les flux conductifs longitudinaux et les pertes vers l'extérieur au regard des autres termes de l'équation (2). Dans ce cas, et en considérant l'écoulement immobile dans le film mince en raison de sa trop faible épaisseur, il devient aisé d'identifier au premier ordre sa longueur L_f en fonction de l'épaisseur initiale de film δ_0 , de la densité de flux à la paroi q_p' (prenant en compte l'énergie déstockée) et de la vitesse du ménisque v_{men} . La disparition totale du film liquide correspondant localement aux énergies déstockée et pariétale dissipées pendant le temps Δt_{ev} de son évaporation complète (avec $h_f(T_p - T_f) = -\rho_l h_{lv}(d\delta/dt)$). On obtient la corrélation ci-dessous (Eq. (3) de gauche). La figure 5 compare les longueurs de film L_f obtenues expérimentalement (différence des positions du ménisque et de la ligne triple) avec celles de l'équation (3), en prenant l'équation (1) pour l'évaluation de δ_0 . Les courbes se superposent plutôt bien, montrant qu'au premier ordre les transferts dans le film mince semblent principalement gouvernés par les conditions limites thermiques imposées au système.

$$\left(\frac{L_f}{v_{men}} \right) = \Delta t_{ev} \approx \frac{\rho_l h_{lv} \delta_0}{q_p'} \left(1 - \frac{\delta_0}{D_i} \right) \quad \text{ou} \quad \left(\frac{\delta_0}{D_i} \right) \approx \frac{1}{2} - \left[\frac{1}{4} - \frac{q_p' \Delta t_{ev}}{\rho_l h_{lv}} \right]^{1/2} \quad (3)$$

3.2. Résultats pour le N-pentane (angle statique avec le cuivre oxydé : $\theta < 5^\circ$)

Pour le N-pentane, le comportement est différent de celui obtenu avec l'eau : sur les figures 6 et 7, représentant des évolutions temporelles de $T_p(x = 32 \text{ mm})$ pour deux niveaux de flux dissipés à la paroi, on distingue bien les zones caractéristiques des transferts décrits dans la partie 3.1.1 (bouchon liquide / ménisque / film mince / assèchement de la paroi). Il est à noter que les niveaux de flux imposés sont inférieurs à ceux testés avec l'eau, en raison des propriétés thermophysiques médiocres du N-pentane (notamment h_{lv}). On constate sur la figure 7 que, pour une densité de flux de 13500 Wm^{-2} et pour les plus faibles vitesses / plus faibles épaisseurs de film déposé, aucun palier de température n'est constaté, ce qui montre que le film mince est presque instantanément évaporé par la seule énergie de déstockage de la paroi, des fois très loin de la température de saturation (ici à 27°C). Lorsque le palier de température est présent, pour les plus fortes vitesses (figures 6 et 7), on constate que l'évaporation se fait cette fois-ci avec une augmentation très prononcée de la température pariétale pendant la phase d'évaporation du film mince. Cela traduit une diminution du

coefficient de transfert équivalent ($h_f \approx \lambda/\delta$) liée à une augmentation de son épaisseur par réalimentation du film pendant la phase d'évaporation, probablement en raison du démouillage de la ligne triple soumise à un flux de chaleur. On constate des augmentations relatives de l'épaisseur de film allant jusqu'à 100% de l'épaisseur initiale !

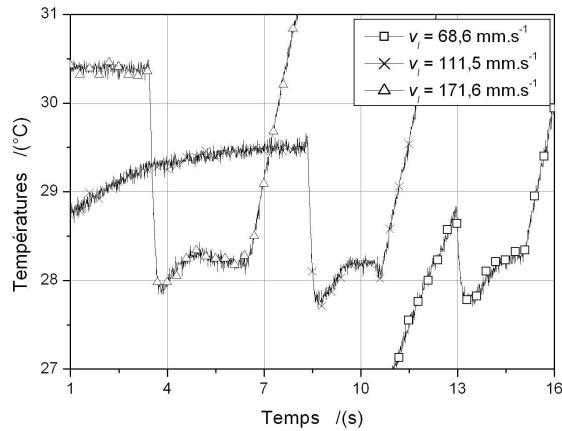


Figure 6 : T_p fonction de t pour le *N*-pentane ($T_s = 27^\circ\text{C}$, $q'_p = 1890 \text{ W m}^{-2}$)

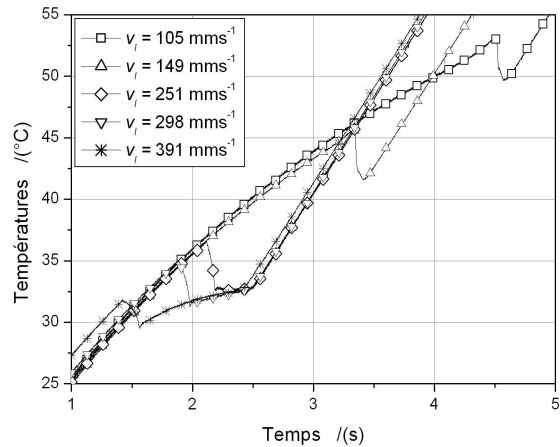


Figure 7 : T_p fonction de t pour le *N*-pentane ($T_s = 27^\circ\text{C}$, $q'_p = 13500 \text{ W m}^{-2}$)

Précisons que, pour certains tests, l'ébullition a été révélée par la présence de bulles dans le bouchon liquide en sortie de la section d'essai. Ces cas sont présentés sur la figure 8 : si les allures des courbes restent similaires aux précédentes, on constate que la phase d'évaporation du film mince est associée à une décroissance de la température, contrairement aux cas précédents ; dans ce cas, le transfert avec ébullition augmente avec le temps et la disparition du film liquide. Pour finir, et pour suivre un raisonnement similaire à celui de la figure 5 pour l'eau, nous avons tracé sur la figure 9 la comparaison des épaisseurs de film déposées obtenues par la corrélation de Han et Shikazono [6] (équation (1)) et déterminées expérimentalement à partir du bilan énergétique de l'équation (3) de droite : l'énergie dissipée pendant la phase de film mince provoque son évaporation complète, si ce dernier est immobile. Nous n'avons pas ici comparé les longueurs de film, celles-ci étant nulles pour certaines expériences. On constate que les points sont plus dispersés qu'avec l'eau comme fluide de travail, mais restent relativement proches de la corrélation. Nous sommes cependant plus confiants sur les résultats avec présence d'ébullition, si l'on considère que celle-ci bloque le retour de la ligne triple. En revanche, si, en l'absence d'ébullition, le film mince est réalimenté par la ligne triple, alors ce raisonnement n'est plus valable et peut expliquer une telle dispersion.

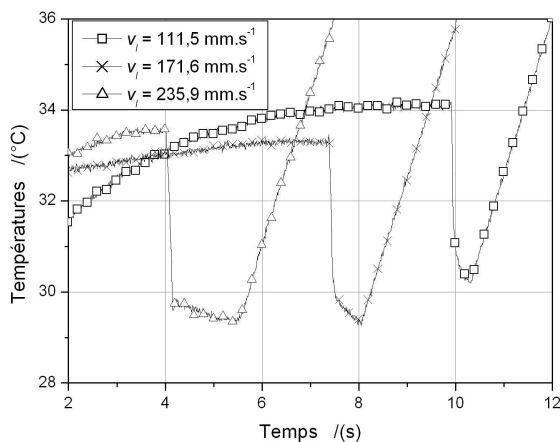


Figure 8 : T_p fonction de t avec déclenchement de l'ébullition pour le *N*-pentane ($T_s = 27^\circ\text{C}$, $q'_p = 3704 \text{ W m}^{-2}$)

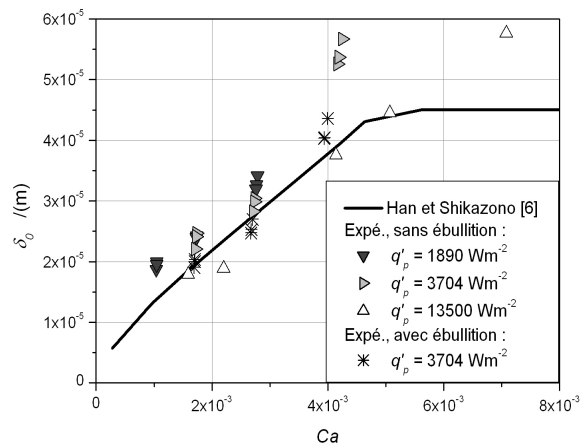


Figure 9 : δ_0 fonction de Ca pour le *N*-pentane ($T_s = 27^\circ\text{C}$)

4. Conclusion

Dans cette étude, une analyse expérimentale des phénomènes d'évaporation en film mince liquide déposé par le passage d'un ménisque séparant un bouchon liquide et une bulle de vapeur traversant un tube capillaire chauffé est présentée. La caractérisation expérimentale est effectuée au moyen de la thermographie infrarouge sur la paroi extérieure du tube, d'épaisseur suffisamment faible pour remonter aux paramètres de transfert au niveau de la paroi intérieure. Deux fluides ont été testés, l'eau et le N-pentane. Les tests ont révélé des comportements à l'évaporation en film très différents selon le fluide testé :

- Pour l'eau, les transferts sont principalement gouvernés par la conduction au travers de ce film, ce dernier étant immobile, la ligne triple restant accrochée en amont de l'écoulement. Dans ce cas la longueur de film est une fonction du premier ordre de la densité de flux imposée à la paroi intérieure (incluant l'énergie stockée par inertie) et de l'épaisseur initiale du film déposé.
- Pour le N-pentane, il semble que la ligne triple ne reste pas accrochée et remonte le long de l'écoulement sous l'influx d'un flux de chaleur, entraînant une ré-augmentation nette de l'épaisseur de film jusqu'à son assèchement total, associée à l'augmentation de la température dans la zone de film mince. Des cas d'ébullition ont été identifiés, révélant cette fois-ci une diminution progressive de la température dans la zone de film mince. Si l'on considère que l'ébullition empêche le déplacement de la ligne triple, dans ce cas on retrouve le résultat précédent d'une longueur de film proportionnelle à l'épaisseur initiale de film déposé.

Références

- [1] J-R. Thome, State-of-the-art of boiling and two-phase flows in microchannels, *Heat Tr. Eng.* 27 (2006) 4-19.
- [2] S. Khandekar, P-K. Panigrahi, F. Lefèvre, J. Bonjour, Local hydrodynamics of flow in a pulsating heat pipe: a review, *Frontiers in Heat Pipes* 1, (2010), 1-20.
- [3] J. Howard, P. Walsh, E; Walsh, Prandtl and capillary effects on heat transfer performance within laminar liquid-gas slug flows, *Int. J. Heat Mass Tr.* 54 (2011) 4752-4761.
- [4] J-R. Thome, V. Dupont, A-M. Jacobi, Heat transfer model for evaporation in microchannel. Part I: presentation of the model, *Int. J. Heat Mass Tr.* 47 (2004) 3375-3385.
- [5] P. Aussilous, D. Quéré, Quick deposition of a fluid on the wall of a tube, *Phys. Of Fl.* 12 (2000) 2367-2371.
- [6] Y. Han, N. Shikazono, Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow, *Int. J. Heat Fluid Flow* 30 (2009) 842-853.
- [7] N. Chauris, V. Ayel, Y. Bertin, C. Romestant, Evaporation of a liquid film deposited on a capillary heated tube : experimental analysis by infrared thermography of its thermal footprint, *Int. J. Heat Mass Tr.* (sous presse).
- [8] A. Majumber, B. Mehta, S. Khandekar, Local Nusselt number enhancement during gas-liquid Taylor bubble flow in a square mini-channel: an experimental study, *Int. J. Therm. Sc.* 66 (2013) 8-18.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Agence Nationale pour la Recherche dans le cadre de laquelle ce projet a été effectué (projet ANR AARDECO), ainsi que le personnel technique de l'Institut P' grâce auquel le dispositif a pu être réalisé (Y. Thomas, J-C. Fraudau, A. Piteau, ...).