



HAL
open science

Impact de la Micro Pesanteur sur le Flux de l'Ébullition en Film et la Température de Remouillage lors du Quenching

Brian Verthier, Gian Piero Celata, Giuseppe Zummo, Catherine Colin, Jérémy Follet

► **To cite this version:**

Brian Verthier, Gian Piero Celata, Giuseppe Zummo, Catherine Colin, Jérémy Follet. Impact de la Micro Pesanteur sur le Flux de l'Ébullition en Film et la Température de Remouillage lors du Quenching. CFM 2009 - 19ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. hal-03390976

HAL Id: hal-03390976

<https://hal.science/hal-03390976>

Submitted on 21 Oct 2021

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.

Impact de la Micro Pesanteur sur le Flux de l'Ébullition en Film et la Température de Remouillage lors du Quenching

BRIAN VERTHIER^{a,b,d}, GIAN PIERO CELATA^c, GIUSEPPE ZUMMO^c, CATHERINE COLIN^{a,b}, JÉRÉMY FOLLET^d

a. Université de Toulouse ; INPT, UPS ; IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), Allée Camille Soula, F-31400 Toulouse, France. Email : verthier@imft.fr

b. CNRS ; IMFT ; F-31400 Toulouse, France.

c. ENEA, Institute for Thermal Fluid Dynamics, Via Anguillarese 301, 00060 S.M. Galeria, Rome, Italy
d. SNECMA, Forêt de Vernon, BP802, 27208 Vernon CEDEX, France

Résumé :

Cet article décrit la stratégie expérimentale développée afin d'améliorer la modélisation des écoulements diphasiques liquide-vapeur présents lors de la mise en froid de moteurs-fusée par des fluides cryogéniques en micro pesanteur. Une analyse de similitude est faite afin de déterminer les nombres adimensionnels pertinents pour le dimensionnement d'une expérience similaire à ces écoulements. Une analyse bibliographique sur les expériences menées en micro pesanteur, la température de remouillage et le flux lors de l'ébullition en film montre le manque de modèles adaptés à la micro gravité. Des résultats de quenching d'un tube de pyrex par du FC72 lors de vols paraboliques sont présentés, en particulier l'impact du niveau de gravité et du sous refroidissement sur la température de remouillage et le flux lors de l'ébullition en film. Les résultats montrent une baisse du transfert thermique en micro pesanteur, et une augmentation de la température de remouillage.

Abstract :

This paper describes the experimental strategy developed to improve the modeling of liquid-vapor flows during the chill down of rocket engines by cryogenic fluids in microgravity. A similarity analysis is performed to determine the relevant dimensionless numbers for the design of an experiment similar to engine flows. A literature review on reduced gravity quenching experiments, and on rewetting temperature and film boiling heat transfer shows the lack of validated models for microgravity. Experimental results obtained with the quenching of a glass tube by FC72 during parabolic flight are presented. Especially the impact of gravity and subcooling on rewetting temperature and film boiling heat transfer is investigated. Results show an increase in rewetting temperature, and a decrease in film boiling heat transfer under reduced gravity in agreement with the literature.

Mots clefs : Quenching, Micro pesanteur, Ébullition en film, Remouillage, Transfert thermique

1 Introduction

En micro pesanteur, de nombreux processus impliquent des écoulements diphasiques et des transferts thermiques par ébullition. Dans les moteurs-fusée cryogéniques, les lignes d'alimentation et les canaux des turbopompes doivent être refroidis avant l'allumage. Dans le cas d'allumages multiples, cela peut être fait en micro pesanteur. Une stratégie a été établie afin de traiter ce sujet et d'obtenir une modélisation fiable de la mise en froid de moteurs-fusée cryogéniques en gravité variable. Les activités menées sont supportées et dirigées techniquement par SNECMA et CNES. Celles-ci incluent des analyses théoriques, des expériences de validation et le développement de codes. Au cours de ce refroidissement, les tuyauteries sont ramenées de 300K à des températures cryogéniques par des écoulements d'ergols. Au commencement, la température de la paroi est suffisamment élevée pour maintenir de l'ébullition en film, jusqu'à ce que celle-ci soit assez refroidie pour être remouillée, et un régime d'ébullition nucléée est alors observé (Fig.1).

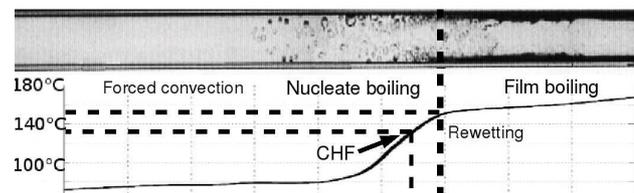


FIGURE 1 – Évolution du régime d'écoulement (en haut) et de la température paroi (en bas) en micro pesanteur.

Ce processus, appelé quenching, est caractérisé par le parcours de toute la courbe d'ébullition à chaque endroit de la paroi. La modélisation précise du quenching permet de prédire la durée de la mise en froid, et donc la consommation d'ergols nécessaire. Les codes de calculs existants ne sont pas validés en micro pesanteur, et les lois de fermetures pour l'ébullition de fluides cryogéniques en gravité variable n'ont pas été déterminées. En raison du manque de résultats précis dans la littérature (Sec.2), des expériences doivent être menées afin de construire les modèles adéquats. Pour des raisons pratiques, celles-ci seront menées avec un fluide de similitude (Sec.3).

2 Contexte expérimental et état de l'art

Le quenching peut être défini par le refroidissement d'une surface surchauffée par un écoulement liquide, bien que ce terme soit utilisé dans de nombreuses configurations. En effet, la surface peut être une sphère, un cylindre, une plaque, et le liquide peut se présenter sous forme d'une goutte, d'un jet impactant, ou d'un écoulement. Dans la littérature, ces configurations sont souvent confondues. En général, le terme *Leidenfrost* décrit l'impact d'une goutte sur une surface isotherme. La température minimum de film stable s'applique à la transition vers l'ébullition en film lors de l'ébullition en vase, et le quenching s'utilise souvent pour le trempe d'objets dans un liquide au repos. Ces configurations sont toutes différentes, mais ont comme points communs de présenter de l'ébullition en film et nucléée.

Ainsi, les corrélations existantes étant basées sur une expérience donnée, leurs usage doit être fait avec prudence, bien que le phénomène local reste le même, tout comme les paramètres influents. Comme nous nous concentrons sur le refroidissement de moteurs-fusée, le premier régime observé est l'ébullition en film. Celui-ci est caractérisé par un faible échange thermique, et va donc grandement influencer la durée de la mise en froid. Ainsi, nous nous limiterons ici à ce régime, et à la transition vers l'ébullition nucléée, la température de remouillage. Le flux critique, et l'ébullition nucléée feront l'objet d'une étude postérieure.

2.1 Flux lors de l'ébullition en film.

Bromley [1], en effectuant un bilan entre forces de pesanteur et de frottement, établit une des premières corrélations sur le coefficient d'échange lors de l'ébullition en film en vase, pour des cylindres et des plaques, en gravité terrestre. Cette corrélation dépend majoritairement de la gravité g , de la surchauffe paroi $T_w - T_s$, et des propriétés du fluide.

$$h_{con} = 0.62 \left[\frac{\lambda_2^3 g_0 \rho_2 (\rho_1 - \rho_2) (\Delta h_{1,2} + 0.4 C p_2 (T_w - T_s))}{\mu_2 (T_w - T_s) D} \right]^{1/4} \quad (1)$$

Breen et al. [2] proposa une corrélation du même type, mais pour des fluides cryogéniques. En 1953, *Bromley* [3] suggéra pour des cas de convection forcée une modification de l'équation 1. De nombreux auteurs ont également proposé certains ajustements, par la prise en compte au lieu d'une longueur caractéristique D d'une longueur capillaire [4] ou d'une longueur de l'instabilité de *Kevin-Helmholtz* de l'interface liquide-vapeur [5]. *Frederking et al.* [6] proposa une corrélation basée sur un niveau d'accélération local au lieu de la gravité terrestre pour le quenching de sphère, et plus récemment, certains modèles d'ébullition en film convective ont été développés [7], avec une approche locale, en prenant en compte le taux de vide α_2 , ou le titre massique x_2 . Ainsi, *Hammouda et al.* [8] établit un modèle locale offrant une meilleure prédiction des expériences menées que les corrélations présentées plus tôt. Ces modèles sont plus difficilement applicables en raison du besoin de connaître des paramètres locaux.

Si les modèles présentés ci-dessus offrent une bonne prédiction des données obtenues au sol, l'extrapolation directe à la micro pesanteur est impossible. Peu d'études ont été menées sur l'impact de la gravité réduite. *Westbye et al.* [9] observa une réduction des transferts thermiques lors du quenching d'un tube d'acier en micro pesanteur, en comparaison avec la configuration horizontale. Au contraire, *Kawanami et al.* [10] pour le quenching de tubes de pyrex verticaux par du LN2 conclut sur une amélioration des transferts thermiques en 0g. Cette contradiction pourrait venir de l'orientation différents en 1g, ou du fait que *Kawanami* initialise le quenching avant la période de micro pesanteur. L'étude du remouillage d'une plaque en 0g menée par *Xu* [11] montre une baisse du transfert thermique lors de l'ébullition en film. Il compara ses résultats avec les corrélations présentées plus haut, et observa que seule la corrélation basée sur la dominance des effets inertiels de *Bromley* [3] pouvait donner un ordre de grandeur du résultat, pour une vitesse du liquide supérieure à 0.36m/s. En 1996, *Kawaji* [12] publia une revue des expériences de quenching menées en micro pesanteur, et établit que la plupart d'entre elle conclue sur une diminution du transfert thermique.

2.2 Température de remouillage

De nombreuses études ont été menées sur la transition entre l'ébullition en film et l'ébullition nucléée. *Spiegler et al.* [13] proposa, en se basant sur les équations de *Van der Walls*, que la température de remouillage lors de l'effet *Leidenfrost* est égale à $\frac{27}{32} T_c$, où T_c est la température critique. *Semeria et al.* [14] ajouta à ce terme l'impact des propriétés de la paroi pour un cas non isotherme, et *Baumsteiner et al.* [15] ajouta l'impact de la

température de la goutte. Ce premier type de corrélation considère que le remouillage est donc majoritairement dépendant des propriétés de la paroi et du fluide.

Un second type de corrélation considère que celle-ci est majoritairement fonction de l'écoulement. Ainsi, *Benenson et al.* [4] établit une corrélation valable en ébullition en vase basée sur instabilité de *Taylor* de l'interface. *Henry* [14] proposa une modification en prenant en compte le sous refroidissement du liquide, et *Iloeje* [16] quantifia l'impact du débit liquide.

Plus récemment, *De Salve et al.* [17] combina l'impact de la paroi et des propriétés physiques des premières corrélations, et de l'écoulement des deuxièmes (Eq.2). Il observa un bon accord entre la corrélation établie et ses résultats expérimentaux pour des faibles débits et *Carbajo* [18] proposa une modification du terme de débit pour les fortes valeurs. Récemment, de nombreux modèles locaux ont été développés ([19], [20]), basés sur des titres massiques et taux de vide.

$$T_{rew} = T_1 + 0.29 \left(\frac{27}{32} T_c - T_1 \right) (1 + 0.279 G^{0.49}) \left[e^{\frac{3.06 \times 10^6}{\lambda \rho C_p |w|}} \operatorname{erfc} \left(\frac{1751.5}{\sqrt{\lambda \rho C_p |w|}} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

L'ensemble des corrélations présentées ici ont été basées sur des expériences menées en gravité terrestre, et sont donc inapplicables dans notre cas. A notre connaissance, aucune corrélation n'existe pour le quenching d'un tube en gravité réduite. Quantitativement, *Xu* [11] et *Adham-Khodaparast et al.* [21] ont observé une diminution de la température de remouillage en 0g lors du quenching d'une plaque horizontale. *Westbye et al.* [9] obtint la même conclusion pour un tube d'acier horizontale, et *Celata et al.* [22] pour un tube en pyrex vertical.

3 Critères sur la similitude entre deux écoulements liés au quenching

Deux expériences sont similaires quand leurs nombres adimensionnels caractéristiques sont égaux. Pour obtenir ces nombres, une méthode consiste en l'adimensionnalisation des équations décrivant le phénomène. Pour le quenching, celles-ci sont données par des lois classiques de conservation mono dimensionnelle de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie (Eq.3,4,5 respectivement). Le couplage avec la paroi peut être pris en compte par un bilan d'énergie (Eq.6). Eq.3 est la conservation de la masse intégrée dans une section normale à la direction de l'écoulement, où α_k , ρ_k , et x_k sont la fraction volumique, la densité et le titre massique de la phase k , avec $k = 1$ pour le liquide, et $k = 2$ pour sa vapeur. G est le débit massique surfacique en kg/m^2s , et z la direction de l'écoulement, soit l'axe du tube. Le troisième terme de l'équation 3 représente le transfert de masse à l'interface.

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + G \frac{\partial \alpha_k x_k}{\partial z} - G \frac{\partial x_k}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

Eq.4 est la conservation de la quantité de mouvement, projetée sur l'axe z , où V_i est la vitesse de l'interface, p_k la pression moyenne, g l'accélération locale égale à $9.81 m/s^2$ sur terre, et $\tau_{w,k}$ le taux de frottement pariétal sur le périmètre $P_{w,k}$. $\tau_{i,k}$ et $P_{i,k}$ représentent le frottement interfacial et le périmètre interfacial, A la section de passage et D le diamètre du tube. En négligeant les effets capillaires, le bilan interfacial nous fournit juste le raccord des frottements à l'interface $\tau_{i,1} + \tau_{i,2} = 0$.

$$G \frac{\partial x_k}{\partial t} + \frac{G^2}{\rho_k} \frac{\partial x_k^2 / \alpha_k}{\partial z} - G V_i \frac{\partial x_k}{\partial z} + \alpha_k \frac{\partial p_k}{\partial z} - \alpha_k \rho_k g - \tau_{w,k} \frac{P_{w,k}}{A} - \tau_{i,k} \frac{P_{i,k}}{A} = 0 \quad (4)$$

L'équation de conservation de l'enthalpie totale h_k peut être écrite comme en équation 5, où $q_{w,k}$ et $q_{i,k}$ représentent les transferts de chaleur à la paroi et à l'interface respectivement. Le bilan interfacial nous conduit à $q_{i,1} + q_{i,2} = G \Delta h_{1,2} \frac{A}{P_i} \frac{\partial x}{\partial z}$.

$$\rho_k \frac{\partial h_k \alpha_k}{\partial t} + G \frac{\partial h_k x_k}{\partial z} - G h_{k,sat} \frac{\partial x_k}{\partial z} + \alpha_k \frac{\partial p_k}{\partial t} - G x_k g - q_{w,k} \frac{P_{w,k}}{A} - q_{i,k} \frac{P_{i,k}}{A} = 0 \quad (5)$$

En négligeant l'énergie apportée nécessaire à la surchauffe du gaz par rapport à l'énergie utilisée pour la vaporisation, le bilan d'énergie dans une section peut être donné par Eq.6, où l'indice w indique une propriété de la paroi, \bar{T}_w sa température moyenne et $C_{p,w}$ sa chaleur spécifique.

$$\sum_{k=1,2} \frac{q_{w,k} P_{w,k}}{A} = \frac{\rho_w A_w C_{p,w}}{A} \frac{\partial \bar{T}_w}{\partial t} = G (\Delta h_{1,2} + C_{p1} (T_s - T_1)) \frac{\partial x_2}{\partial z} + G x_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \quad (6)$$

Les nombres adimensionnels sont obtenus par les formes adimensionnelles des équations 3,4 et 5, en normant chaque variable par une grandeur caractéristique, la difficulté réside donc dans le choix de cette normalisation. Par exemple, la vitesse caractéristique de chaque phase dépend fortement du régime d'écoulement. Ainsi, arbitrairement, et comme nous ne pouvons imposer que des paramètres d'entrée, le diamètre D est choisi comme échelle de longueur, $V_k = G/\rho_k$ comme échelle de vitesse de la phase k et Θ comme échelle de température, égale à la surchauffe paroi par rapport à la température liquide $T_w - T_1$. Le quenching étant instationnaire, nous n'avons pas introduit d'échelle de temps, t sera alors normé par D/V_k . Nous aurions également pu choisir comme vitesse caractéristique la vitesse du front de remouillage pour prendre en compte l'instabilité principale du problème. Cependant, cette vitesse est très différente de celle de chaque phase, et

nous ne pouvons la connaître à priori. Concernant la pression, les frottements, et l'enthalpie totale, ils seront normés par $\rho_k V_k^2$, $\mu_k V_k / D$ et $Cp_k \Theta$ respectivement.

$$\frac{\partial x_k}{\partial t^*} + \frac{\partial x_k^2 / \alpha_k}{\partial z^*} - \frac{V_i}{V_k} \frac{\partial x_k}{\partial z^*} + \alpha_k \frac{\partial p_k^*}{\partial z^*} - \frac{\alpha_k}{Fr_k} - \frac{1}{Re_k} \left(\tau_{w,k}^* \frac{DP_{w,k}}{A} - \tau_{i,k}^* \frac{DP_{i,k}}{A} \right) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial h_k^* \alpha_k}{\partial t^*} + \frac{\partial h_k^* x_k}{\partial z^*} - h_{k,sat}^* \frac{\partial x_k}{\partial z^*} + Eck_k \alpha_k \frac{\partial p_k^*}{\partial t^*} - \frac{Eck_k}{Fr_k} x_k - \frac{1}{Pe_k} \left(q_{w,k}^* \frac{DP_{w,k}}{A} - q_{i,k}^* \frac{DP_{i,k}}{A} \right) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{Ja_1}{Pe_1} q_{i,1}^* + \frac{Ja_2}{Pe_2} q_{i,2}^* - \frac{A}{DP_i} \frac{\partial x_2}{\partial z^*} = 0 \quad (9)$$

Dans les équations 7,8 et 9, les formes adimensionnelles des équations de conservation de la quantité de mouvement, de l'enthalpie et du bilan interfacial d'enthalpie, on peut recenser les nombres adimensionnels caractéristiques : les *Reynolds* $\frac{V_k D}{\nu_k}$, *Froude* $\frac{V_k^2}{gD}$, *Eckert* $\frac{V_k^2}{Cp_k \Theta}$, *Jacob* $\frac{Cp_k \Theta}{\Delta h_{1,2}}$, et *Peclet* $\frac{GDCp_k}{\lambda_k}$. En micro pesanteur, dans un moteur-fusée, le nombre de *Froude* est très grand (10 à 10^5), et pour l'ordre de grandeur de vitesse liquide de 1m/s, le nombre d'*Eckert* est très petit (10^{-5} à 0.1). Ainsi, la seule condition pour le respect de l'ordre de grandeur de ces deux nombres sera la conduite des expériences en micro pesanteur, par exemple à bord de vols paraboliques ($10^{-2}g$).

Afin de respecter l'égalité des autres nombres, le diamètre de la section d'essai, et le débit massique seront fixés en considérant l'égalité du nombre de *Reynolds* (10^2 à 10^5). Le choix du fluide est fait en considérant le nombre de *Peclet* (10^2 à 10^6). Le nombre de *Jacob* pouvant être décomposé en un impact de la surchauffe paroi et un impact du sous refroidissement ($Ja_k = \frac{Cp_k(T_w - T_s)}{\Delta h_{1,2}} + \frac{Cp_k(T_s - T_i)}{\Delta h_{1,2}}$), ces deux paramètres seront fixés par l'égalité de ce nombre (0 à 2 pour l'oxygène, 0 à 8 pour l'hydrogène). Évidemment, aucun fluide ne permet de respecter l'égalité de chaque nombre, mais certains réfrigérants comme le *HFE7000* ou le *FC72* peuvent permettre d'obtenir une similitude suffisante avec les écoulements cryogéniques présents lors de mise en froid de moteurs-fusée.

Ainsi, des essais qualitatifs ont été menés avec du *FC72* sur l'installation MICROBO (Sec.4). Ceux-ci ne nous permettent pas de respecter la similitude de l'ensemble des configurations réelles, en raison des faibles valeurs de *Reynolds* ($Re_1 < 7000$), et des larges valeurs de *Jacob* ($Ja_1 > 0.3$) dues à un fort sous refroidissement. Une nouvelle installation expérimentale est donc en cours de développement à l'IMFT de Toulouse. Celle-ci consiste en une boucle diphasique proche de celle de MICROBO, décrite en Ref. [22]. La section d'essai sera un tube d'inox de 1cm de diamètre et de 10cm de long, mis en froid par un écoulement de *HFE7000*. Le choix de ce fluide à été fait car il permet la mise en place d'une mesure locale capacitive de taux de vide, basée sur le contraste de permittivité des deux phases. De plus, le point d'ébullition de ce fluide est bas (34 degrés à 1bar), et ses propriétés physiques permettent de mieux respecter la similarité en *Peclet*. Des essais de quenching seront menés à bord d'un Airbus A300 "ZeroG" en octobre 2009.

4 Résultats expérimentaux obtenus avec MICROBO

Des essais qualitatifs ont été menés sur l'installation MICROBO, conçue par l'ENEA, durant 87 paraboles. Les sections d'essais consistaient en des tubes de pyrex, de 16cm de long et d'un diamètre interne allant de 2mm à 6mm. La pression, le débit, et le sous refroidissement ont varié de 1.6bar à 3bar, de $60kg/m^2s$ à $450kg/m^2s$, et de -20K à -50K respectivement. Les essais correspondants ont été menés au sol, en configuration ascendante et descendante.

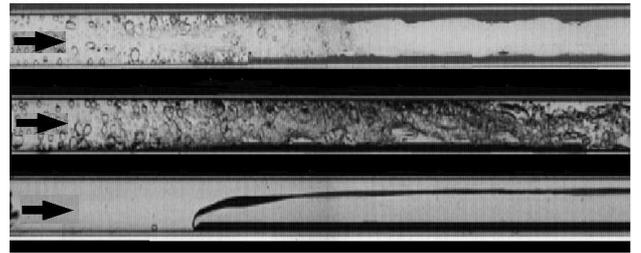


FIGURE 2 – Ecoulements observés pour $G=180kg/m^2s$, $D=6mm$ et un sous refroidissement de 35K. De haut en bas : 0g, ascendant, descendant.

4.1 Configuration de l'écoulement

Ces tests ont montré une forte différence entre les essais descendant, et ascendant où en micro pesanteur. En 0g, l'écoulement semble symétrique, et le coeur liquide stable (Fig.4). En ascendant, le coeur liquide est plus large en raison de son poids, la couche vapeur est alors plus mince, et la vitesse de celle-ci plus élevée. Donc, l'interface liquide/vapeur est moins stable en raison du gradient de vitesse. En descendant, des bulles de vapeur peuvent remonter de manière asymétrique, voir se stabiliser, en raison de la poussée d'*Archimede*. En micro pesanteur, le coeur liquide étant plus stable, il peut s'amenuiser sans se déstabiliser. Cette configuration unique à la micro pesanteur a été observée auparavant [23], et est appelée "écoulement filamentaire".

La configuration en 0g étant plus proche de celle ascendante que de celle descendante, nous comparerons les résultats obtenus lors de vols paraboliques uniquement avec les essais correspondants ascendants.

4.2 Flux thermique lors de l'ébullition en film, et température de remouillage

La seule mesure de température effectuée est celle à l'extérieure de la paroi du tube. Le flux thermique $Q(z, t)$ est donc défini en fonction de la variation temporelle de cette mesure, en supposant un gradient temporel homogène dans l'épaisseur de la paroi (Eq.10). La température interne $T_{int}(z, t)$ est alors obtenue en supposant un état quasi stationnaire (Eq.11).

$$Q(z, t) \approx \frac{\rho_w A_w C p_w}{P_w} \frac{\partial T_w(z, t)}{\partial t} \tag{10}$$

$$T_{int}(z, t) = \frac{1}{2-d} \left(Q(z, t) \frac{d}{\lambda_w} - (d+e-2)T_w(z, t) \right) \tag{11}$$

Sur Fig.3, on peut observer une différence importante, de l'ordre de 20K, entre les températures externes et internes. Cela est dû à la forte inertie thermique du tube de pyrex, et il est alors indispensable de définir la température de remouillage d'après le profil interne. Cette dernière est obtenue en prenant l'intersection des pentes de l'ébullition en film, et de l'ébullition de transition. Sur Fig.4, Nous pouvons observer des courbes

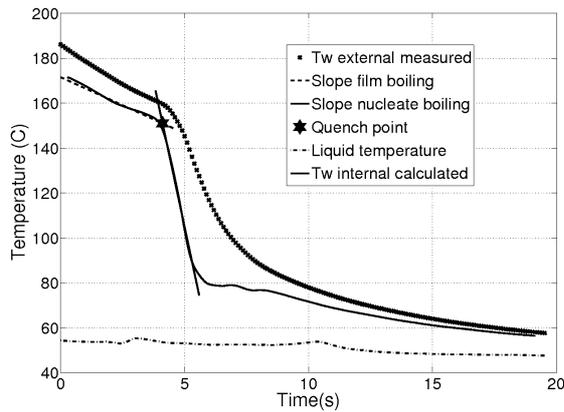


FIGURE 3 – Température externe mesurée, et interne calculée en 0g. P=3bar, G=160kgm⁻²s⁻¹, D=4mm, sous refroidissement de 25K.

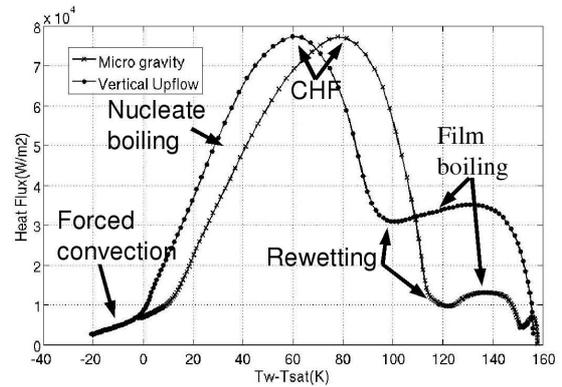


FIGURE 4 – Flux thermique en fonction de la surchauffe paroi. P=3bar, G=160kgm⁻²s⁻¹, D=4mm, sous refroidissement de 25K.

d'ébullition typiques observées en micro pesanteur et en écoulement ascendant, toute chose étant égale par ailleurs. Comme cela a été observé précédemment, le flux thermique lors de l'ébullition en film diminue en 0g ([12], [11]). Dans cette configuration, le film de vapeur est plus large, et la vitesse de celle-ci est donc plus faible. L'échange entre la paroi et le liquide se retrouve donc diminué, ainsi que l'échange avec la vapeur par convection forcée. A la fin du quenching, le régime de convection forcée monophasique liquide est logiquement non influencé par le niveau de gravité. Concernant le flux critique, et le flux lors de l'ébullition en film, aucune tendance précise ne peut être mise en avant. En effet, après le remouillage, l'échange thermique est beaucoup plus rapide, mettant à mal notre hypothèse de gradient temporel de la température homogène, rendant les incertitudes sur ces résultats trop importantes.

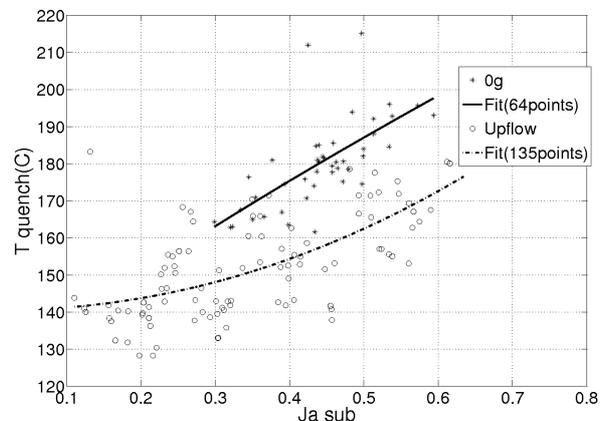
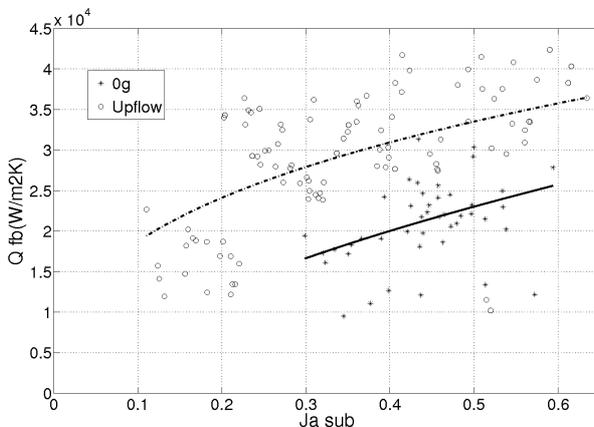


FIGURE 5 – Flux lors de l'ébullition en film (gauche) et température de remouillage (droite) en 0g et 1g ascendant en fonction du Jacob de sous refroidissement $Cp_1(T_s - T_1)/\Delta h_{1,2}$. Les tendances sont basées sur un lissage de l'ensemble des données.

Sur Fig.5, on peut observer que le flux semble augmenter avec le sous refroidissement, tout en restant plus faible en micro pesanteur. Au vu des incertitudes, aucun impact précis ne peut être obtenu, mais cette tendance avec le sous refroidissement est cohérente avec les modèles existants [14].

Nous pouvons également observer sur Fig.4 et 5, toujours sans pouvoir tirer de conclusions nettes, que la température de remouillage semble augmenter en micro pesanteur. Cela pourrait être expliqué par l'élargissement de la couche de vapeur dans le régime d'ébullition en film. En effet, le coeur liquide étant plus fin, il est plus rapide. Les gouttes de liquide arrachées vont alors impacter la paroi à une vitesse plus importante qu'en 1g, et vont avoir tendance à rebondir et remouiller plus difficilement la paroi, comme prédit par le modèle de remouillage de Iloege [16]. Sur Fig.5, la température de remouillage semble augmenter avec le sous refroidissement, en accord avec certains modèles existants (Eq.2), pour les deux niveaux de gravité.

5 Conclusion et perspectives

Le sujet de l'étude détaillée dans cet article était d'établir le besoin expérimental pour l'obtention de lois de fermetures applicables aux écoulements de quenching en micro pesanteur. Des critères de similitudes ont été définis, en se basant sur l'adimensionnalisation des équations pertinentes. Une analyse de la littérature a mis en avant le manque de modèles applicables en 0g. Un recensement des expériences de quenching menées a montré que certaines tendances ont pu être mises en avant, mais pas de conclusions précises.

Des essais qualitatifs de quenching ont été menés durant 87 paraboles à bord d'un Airbus A300 "ZeroG". Conformément aux précédentes observations, les résultats montrent une diminution du transfert thermique lors de l'ébullition en film, et une augmentation de la température de remouillage en gravité réduite. Cela pourrait être expliqué par l'élargissement de la couche de vapeur lors de l'ébullition en film.

Des essais complémentaires doivent être menés sur une nouvelle installation, en développement, lors de la campagne de vol paraboliques d'octobre 2009 afin d'obtenir des résultats quantitatifs.

Remerciements

Les auteurs souhaiteraient remercier SNECMA, CNES et ESA pour le support de cette étude.

Références

- [1] Bromley J. A. Heat transfer in stable film boiling. *Chemical Engineering Progress*, 1950.
- [2] Breen B. Effect of diameter of horizontal tubes on film boiling. *Chemical Engineering Progress* 58 :67, 1962.
- [3] Bromley J. Heat transfer in forced convection film boiling. *Industrial Engineering Chemistry*, 45, 2639–2646, 1953.
- [4] Berenson P. Film boiling heat transfer from a horizontal surface. *J. Heat Transfer*, 1961.
- [5] Leonard J., Sun K., and Dix G. Solar and nuclear heat transfer. *AIChE Symp. Ser. (73/164) :7*, 1977.
- [6] Frederking T. and Clark J. Natural convection film boiling on a sphere. *Advanced Cryogenic Engineering*, 8, 501–506, 1962.
- [7] Barnea Y., Elias E., and Shai I. Flow heat transfer regimes during quenching of hot surfaces. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37(10), 114–1453, 1994.
- [8] Hammouda N., Groeneveld D., and Cheng S. Two fluid modeling of inverted annular film boiling. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(11), 2655–2670, 1997.
- [9] Westbye C., Kawaji M., and Antar B. Boiling heat transfer in the quenching of a hot tube under microgravity. *J. Thermophys. Heat Transfer*, 9, 1995.
- [10] Kawanami O., Azuma H., and Otha H. Effect of gravity on cryogenic boiling heat transfer during tube quenching. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, 3490–3497, 2007.
- [11] Xu J. Flow boiling heat transfer in the quenching of a hot surface under reduced gravity conditions. PhD thesis, University of Toronto, 1998.
- [12] Kawaji M. Boiling heat transfer during quenching under microgravity. *American Inst. Aeronautics Astronautics*, 1996.
- [13] Spiegler P., Hopenfeld J., Silbergberg M., Bampus C., and Norman A. Onset of stable film boiling, end the foam limit. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1963.
- [14] Collier J. Heat transfer in the post burnout region and during quenching and reflooding. *Handbook of Multiphase Systems*, chapter VI, Hemisphere Publishing Corporation, 1982.
- [15] Baumeister K. and Simon F. Leidenfrost temperature - its correlation for liquid metals, cryogenes, hydrocarbons and water. *J. Heat Transfer*, 1973.
- [16] Iloege O. A study of Wall Rewett and Heat Transfer in Dispersed Vertical Flow. PhD thesis, Massachusetts Inst. Technology, 1975.
- [17] De Salve M. and Panella B. Thermal-hydraulics of the precursory cooling during bottom reflooding. *Multi-phase flow and heat transfer symposium-workshop*, 1983.
- [18] Carbajo J. A study on the rewetting temperature. *Nuclear Engineering and Design*, 84, 21–52, 1985.
- [19] Ben David M., Zvirin Y., and Zimmels Y. Determination of the quench velocity and rewetting temperature of hot surfaces : Formulation of a nonisothermal microscale hydrodynamic model. *Physicl review APS*, 1999.
- [20] Yuan K., Ji Y., and Chung J. Cryogenic chill down process under low flow rates. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, 4011–4022, 2007.
- [21] Adham-Khodaparast K., Xu J., and Kawaji M. Flow film boiling collapse and surface rewetting in normal and reduced gravity conditions. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38(15), 2749–2760, 1995.
- [22] Celata G. P., Cumo M., and Zummo G. Quenching experiments at reduced gravity. *Invited Lecture, 3rd Intern. Symposium on Physical Sciences in Space*, 2007.
- [23] Antar B. and Collins F. Flow boiling during quench in low gravity environment. *Microgravity science and technology*, 1997.