

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EBULLITION LIBRE DE L'AZOTE LIQUIDE EN REGIME TRANSITOIRE SUR DES RUBANS EN LAITON

Rachid AGOUNOUN, Rahal BOUSSEHAIN, Michel FEIDT

LABORATOIRE D'ENERGETIQUE ET DE MECANIQUE THEORIQUE ET APPLIQUEE, Nancy, France

Rezumat. Fenomenul fierberii libere este utilizat în vederea răcirii pereților în numeroase domenii cum sunt industria petrolieră și producția de energie electrică. În vederea evaluării transferului termic, am realizat un studiu experimental al fierberii libere în regim nestaționar a azotului lichid pe o bandă de alamă, în condițiile impunerii densității de flux. Rezultatele arată că fierberea începe cu o oarecare întârziere, fapt care determină supraîncălziri importante ale pereților și că în momentul debutului fierberii temperatura este puternic dependentă de viteza de încălzire și de timpul de așteptare între procedura preliminară și saltul de flux impus. Pentru a evita o supraîncălzire puternică în momentul debutului fierberii, este posibil să se mențină o temperatură a suprafeței superioară unei anumite valori limită. Se poate, astfel, recomanda dispararea continuă a unui flux slab care să asigure suprafeței o temperatură suficientă activării ușoare a nucleelor de fierbere.

NOMENCLATURE

C_p	chaleur spécifique, $\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
g	gravité, $\text{N}\cdot\text{kg}^{-1}$
h_g	chaleur de changement de phase, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
I	intensité de courant, A
K	constante, $[\pi/4]$, expérimentalement comprise entre 0,13 et 0,16
L	longueur, m
l	largeur, m
\dot{q}	densité de flux de chaleur, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
\dot{q}_{crit}	densité de flux critique, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
$\dot{q}_{\text{crit,ref}}$	densité de flux critique de référence, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
S_t	surface transverse du ruban, m^2
S_e	surface émissive, m^2
t	temps, s
T	température, K
T_{sat}	température de saturation, K
ΔT	surchauffe, K
ΔT_{OB}	surchauffe au déclenchement de l'ébullition, K
ΔT_{Max}	surchauffe maximale au déclenchement de l'ébullition, K
U	tension électrique, V

symboles grecs

ρ	résistivité électrique, $\Omega\cdot\text{m}$
λ	conductivité thermique, $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$
ρ_v	densité volumique de vapeur, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
σ	tension superficielle, $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$
ρ_l	densité volumique de liquide, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
θ	
ρ_0	résistivité électrique du ruban à 0°C , $\Omega\cdot\text{m}$
σ_0	coefficient de température du laiton

1. INTRODUCTION

La recherche sur l'ébullition libre, a pour objet la caractérisation en régime stationnaire et en régime dynamique de l'ébullition de fluide cryogénique (LN2) sur des matériaux métalliques massifs, filaires et en rubans.

Le processus de transfert de chaleur par ébullition est très important industriellement car c'est un moyen d'augmenter la densité de flux transmis pour des écarts de température relativement faibles (de nombreux travaux de recherche portent sur les techniques d'intensification des transferts thermiques). Bien que dans la majeure partie des applications industrielles, l'ébullition ait lieu au cours de l'écoulement du fluide diphasique. L'ébullition libre fait l'objet d'un très grand nombre d'études car elles servent de base à la compréhension des échanges thermiques dans les systèmes d'ébullition.

Dans la plupart des cas, le dimensionnement des systèmes de refroidissement est effectué à partir d'études en régime permanent. Ces études sur l'ébullition libre en régime permanent sont nombreuses. Elles ont débuté depuis plus d'un siècle mais, compte tenu de la complexité du phénomène, les connaissances acquises ne permettent pas de quantifier correctement les échanges thermiques en l'absence d'étude expérimentale. Les nombreuses corrélations développées sont en général fonction de constantes spécifiques du couple liquide-paroi. Les expériences réalisées en régime permanent permettent de déterminer les valeurs de ces constantes. Cependant, lors des phases de démarrage ou lors de variations brusques du flux rencontrées dans les systèmes de refroidissement, les densités de flux ou les températures de paroi peuvent différer notablement de celles déterminées en régime permanent. Une bonne connaissance de l'ébullition en régime transitoire nécessite une approche expérimentale approfondie. En outre, l'ébullition en régime transitoire fait apparaître des particularités dont la compréhension permettra d'étoffer la connaissance fondamentale sur le phénomène de l'ébullition.

Plus précisément, ce travail a pour objectif d'améliorer les connaissances du phénomène d'ébullition libre de l'azote liquide sur un ruban en laiton et de déterminer les limites de fonctionnement associées à ce phénomène aussi bien en régime permanent qu'en régime transitoire. En ce qui concerne le régime permanent, le

but de l'étude est de déterminer le point de déclenchement d'ébullition ainsi que le flux critique qui représente un enjeu important pour la sécurité des systèmes. En régime transitoire, il s'agit de déterminer la température du déclenchement de l'ébullition et sa valeur maximale et d'établir une étude paramétrique montrant l'influence du niveau de flux imposé et des temps d'attente.

2. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

2.1. Conduction pure

Le transfert de chaleur entre l'élément chauffant et le liquide se fait aux tous premiers instants par conduction pure. la température de déclenchement (ΔT_{OB}) correspond à la valeur pour laquelle les points expérimentaux s'écartent des valeurs correspondant au régime de conduction (fig. 1).

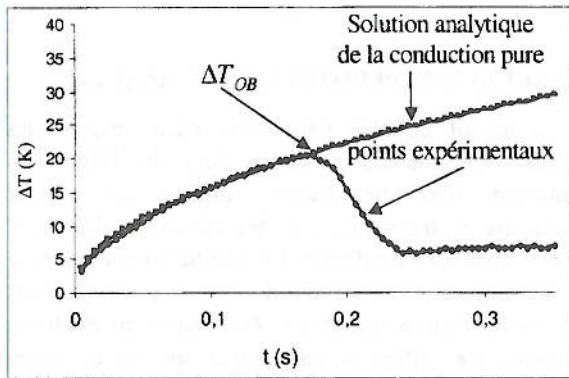


Fig.1. Surchauffe en fonction du temps dans la zone d'ébullition nucléée.

Les relations existant entre la température et le temps dans le cas de la conduction pure transitoire, appliquées à des plaques verticale de hauteur L, englobent la conductivité thermique, la masse volumique, la chaleur spécifique des corps, leurs formes et leurs dimensions ainsi que les conditions extérieures : température du milieu environnant et coefficient de transmission calorifique entre ces derniers et la surface, s'écrit : [2], [3], (Eq 1).

$$\Delta T(t) = T - T_{sat} = \frac{2q}{\sqrt{\pi \epsilon}} \sqrt{t} \tag{1}$$

avec $\epsilon = \sqrt{\lambda \rho C_p}$

2.2. Déclenchement de l'ébullition en régime transitoire

Sakurai, Mizukami, Shiotsu et Hata [4] [5], ont étendu des études concernant le chauffage de films métalliques auxquels sont imposées des rampes de flux, dans de l'eau à la pression atmosphérique. ont montré que la température du film métallique continue d'augmenter après le déclenchement de l'ébullition, et la température de déclenchement correspond à la valeur

pour laquelle les points expérimentaux s'écartent des valeurs du régime de conduction.

D'autre part, Drach, Sack et Fricke [3], ont montré lors d'un chauffage sous forme d'échelons de flux, d'un film en nickel immerger dans LN2 à la pression atmosphérique, que le déclenchement de l'ébullition intervient avant qu'un régime de convection ne s'établisse, et avant que la température n'atteigne sa valeur maximale. Ils démontrent également que pour des surfaces lisses de rugosité inférieure à 0,1 μm plus le flux imposé est élevé plus la surchauffe maximale est importante.

2.3. Régime d'ébullition nucléée.

Partant d'un point de fonctionnement en ébullition nucléée, lorsqu'on augmente progressivement la densité de flux thermique, de plus en plus de vapeur apparaît sur l'élément chauffant sous forme de colonnes de vapeur.

Pour un chauffage de films métalliques auxquels sont imposés des rampes de flux, Sakurai et Mizukami, Shiotsu et Hata [4] [5], mis en évidence que le temps d'apparition de l'ébullition décroît lorsque le flux augmente.

Dans le cas d'un chauffage en échelon de différentes surfaces plongées horizontalement dans l'azote liquide Drach et Fricke [2] ont montré qu'en régime transitoire la surchauffe atteint sa valeur du régime stationnaire sans la dépasser pour les faibles flux imposés, et dépasse puis se stabilise à sa valeur stationnaire pour les forts flux imposés entre 10 et 20 W.cm⁻².

2.4. Transition vers l'ébullition en film.

L'un des résultats importants de l'étude de l'ébullition en régime transitoire sur les rubans, est la possibilité d'un passage direct du régime de conduction à celui d'ébullition en film.

Selon Okuyama et Iida [9], pour un flux intense, une gaine de vapeur croit le long du fil et l'ébullition de transition se produit lorsque la gaine de vapeur recouvre totalement le fil.

2.5. Densité de flux critique

Le refroidissement de l'élément est assuré par le liquide qui retombe, vers l'élément chauffant. Si la production de vapeur devient trop intense, la vitesse de la vapeur dans les colonnes atteint une valeur telle que le liquide est arrêté dans sa descente vers l'élément chauffant. On arrive alors à une crise d'ébullition qui correspond à la disparition de tout contact entre le liquide et l'élément chauffant, la transition vers l'ébullition on film est réalisée, ce phénomène se produit lorsque le flux critique est atteint.

Plus récemment Haramura et Katto [8], proposent une corrélation permettant de calculer la densité de flux critique dans le cas d'un ruban orienté verticalement, de hauteur l (Eq 2)

$$q_{crit} = \left(\frac{\sqrt{3} \cdot \pi}{l'} \right)^{1/16} \cdot \left(1 + 0.5 \left(\frac{\pi}{l'} \right)^2 \right)^{1/32} \cdot q_{crit,ref} \tag{2}$$

Avec :

$$l' = \frac{l}{\left(\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_v)} \right)^{0.5}}$$

$$q_{crit,ref} = K \cdot \sqrt{\rho_v} \cdot h_{fg} \left[\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_v) \right]^{0.25}$$

Mudawar et Howard [9], présentent une autre expression quantitative de la densité de flux critique en fonction de l'angle d'orientation du ruban (Eq 3)

$$q_{crit} = q_{chf,f}(\theta) \cdot \rho_v \cdot h_{fg} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot (\rho_l - \rho_v) \cdot g}{\rho_v^2} \right]^{0.25} \quad (3)$$

Avec :

$$q_{chf,f}(\theta) = 0.033 + 0.0096(180 - \theta)^{0.479}$$

3. DISPOSITIF ET PROCEDURE EXPERIMENTAUX

Le dispositif expérimental comporte un support formé de plots de maintien et d'alimentation électrique d'un ruban (longueur = 10^{-1} m, largeur = $4 \cdot 10^{-3}$ m, épaisseur = $25 \cdot 10^{-6}$ m) placé verticalement et soumis à des échelons de courant généré par une alimentation de puissance. Ce support est plongé en permanence dans un vase Dewar rempli de LN2. Une sonde de platine, un ensemble constitué d'un endoscope, d'une caméra pour l'observation, d'une chaîne d'acquisition et d'un programme qui permet d'acquérir un grand nombre de point à la fréquence demandée (105 Hz) grâce à une carte d'acquisition pilotée par labView complètent ce dispositif (fig. 2).

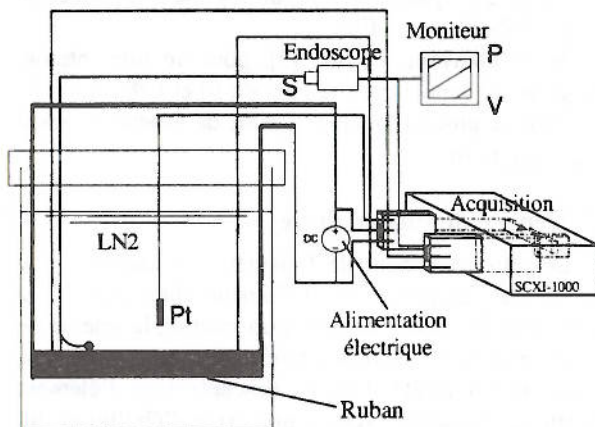


Fig.2. Dispositif expérimental.

Le choix du ruban est conditionné par les deux principales caractéristiques des matériaux : l'importance de la résistivité électrique à la température de l'azote liquide et la sensibilité thermoélectrique. Le facteur géométrique joue aussi un rôle important; en effet, la résistance électrique du ruban doit être importante pour que la dissipation par effet Joule soit suffisante sans dépasser la température de fusion.

La résistance électrique du ruban est mesurée à la température ambiante et à la température d'azote liquide au début et à la fin de chaque série de manipulations, ce qui permet d'en déduire la résistivité électrique, ρ_0 (Eq 4). L'activation des sites de nucléation est réalisée en maintenant la puissance de chauffe à 90% du flux critique pendant 5 minutes. Après le retour à la température d'équilibre, l'échantillon maintenu à une dizaine de centimètres de la surface libre du liquide est alimenté par des échelons constants de densité de flux (Eq 5), sa résistance est régulièrement relevée par l'instrumentation d'acquisition.

$$\Delta T = T - T_{LN2}, \quad (4)$$

$$\text{Avec } \rho(T) = \frac{R \cdot S_l}{L} = \frac{U \cdot S_l}{I \cdot L} = \rho_0 (1 + \sigma_0 T)$$

$$\dot{q} = \frac{U \cdot I}{S_e} \quad (5)$$

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE

Le travail effectué dans cette partie expose les résultats expérimentaux obtenus lors de l'étude de l'ébullition libre de l'azote liquide en régime stationnaire et transitoire sur des rubans en laiton. Il s'agit tout d'abord de donner les résultats concernant le régime permanent qui servent de référence aux résultats obtenus en régime transitoire. On mettra en évidence l'influence de différents paramètres sur les échanges thermiques lors de l'ébullition en régime transitoire et, notamment, l'influence du temps d'attente sur le déclenchement de l'ébullition, et la vitesse de chauffage. Le temps d'attente correspond au temps écoulé entre la procédure préliminaire et l'échelon de flux imposé au ruban. Différentes vitesses de chauffage sont obtenues en faisant varier le niveau de l'échelon de flux imposé au ruban. La précision sur la détermination de la température et du flux surfacique est respectivement $\pm 0,3$ K et $\pm 0,1$ W.cm⁻².

4.1. Courbe d'ébullition en régime permanent à flux croissant

Les échanges thermiques par ébullition libre, entre le ruban et l'azote liquide, en régime permanent, à flux croissant, sont obtenues en imposant au ruban différents niveaux de flux par échelons successifs de faible amplitude.

Pour un ruban de laiton en position verticale la courbe d'ébullition est représentée sur la fig. 3.

L'échange entre le ruban et l'azote liquide se fait premièrement par convection naturelle, Elle correspond aux très faibles densités de flux ($\dot{q} < 0,65$ W.cm⁻²), zone (AB), fig. 3. Le flux de chaleur émanant de l'élément chauffant engendre des gradients de température dans le liquide, jusqu'à la surface du bain est évacué par évaporation lorsque $T_p > T_{sat}$.

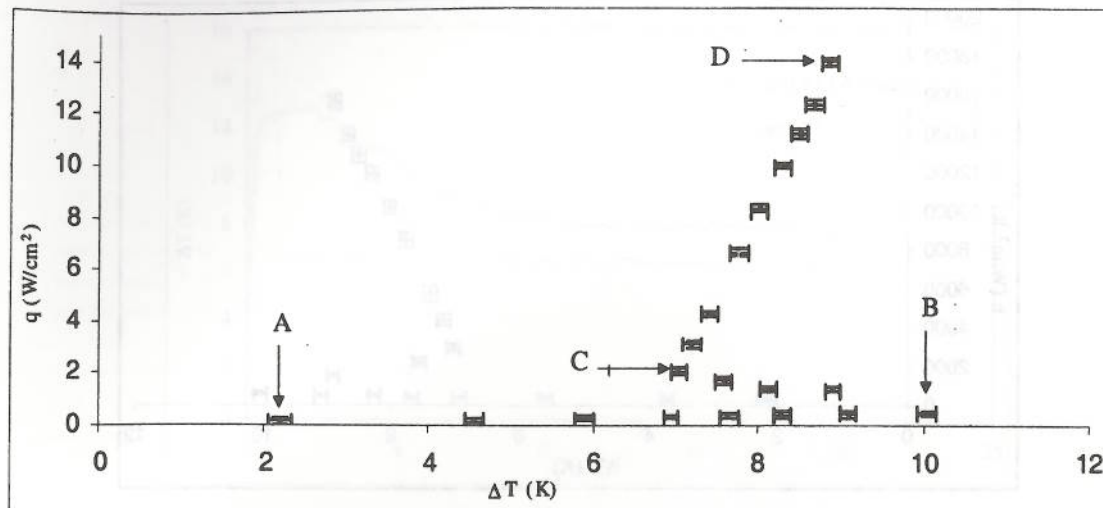


Fig. 3. Courbe d'ébullition en régime permanent à flux croissant de l'azote liquide sur un ruban de laiton en position verticale à la saturation sous une pression de 1 atm.

En B, des bulles commencent à apparaître pour un flux moyen de $0,65 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une surchauffe de 10 K, préférentiellement sur des défauts de la paroi (petites cavités microscopiques), mais leur volume est trop faible et elles se condensent. S'il est vrai que ces bulles correspondent à une transformation liquide-gaz, il ne s'agit pas à proprement parler d'ébullition; il s'agit d'un phénomène de désorption nucléée; ce sont les gaz dissous dans le liquide froid qui se désorbent au niveau de la surface chauffante.

L'échange entre le ruban et l'azote liquide se fait premièrement par convection naturelle, Elle correspond aux très faibles densités de flux ($\dot{q} < 0,65 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$), zone (AB), fig. 3. Le flux de chaleur émanant de l'élément chauffant engendre des gradients de température dans le liquide, jusqu'à la surface du bain est évacué par évaporation lorsque $T_p > T_{sat}$. En B, des bulles commencent à apparaître pour un flux moyen de $0,65 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une surchauffe de 10 K, préférentiellement sur des défauts de la paroi (petites cavités microscopiques), mais leur volume est trop faible et elles se condensent. S'il est vrai que ces bulles correspondent à une transformation liquide-gaz, il ne s'agit pas à proprement parler d'ébullition; il s'agit d'un phénomène de désorption nucléée; ce sont les gaz dissous dans le liquide froid qui se désorbent au niveau de la surface chauffante.

Le mode d'ébullition le plus fréquemment observé est l'ébullition nucléée. De nombreuses études ont permis de connaître son mécanisme et les facteurs qui le régissent. La zone (BC) n'existe généralement pas dans la courbe d'ébullition à flux imposé classique de Nukiyama. Or, dans notre cas, cette zone est représentée par un certain nombre de points liant la variation de la température à la densité de flux. Ceci est dû au fait que la température n'est pas uniforme sur toute la surface du ruban. L'ébullition nucléée, qui apparaît lorsque la surchauffe à la paroi est suffisante pour que les bulles aient un rayon supérieur à leur rayon d'équilibre, se fait donc progressivement. En effet, quand la densité de flux \dot{q} devient supérieure à $0,65 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, on a d'abord des bulles isolées qui permettent au liquide froid d'atteindre la paroi en remplacement du liquide chaud. Ceci

entraîne une baisse significative de la température de la paroi. Le nombre de bulles croît au fur et à mesure qu'on augmente la densité de flux imposée. Arrivé à un certain niveau de densité de flux imposée, les sites de nucléation deviennent plus nombreux et il y a interaction entre les bulles qui coalescent et montent à la surface en colonnes à une cadence de plusieurs dizaines à la seconde. Au delà de ce niveau, les transferts de chaleur sont caractérisés par des faibles variations de température de paroi pour de grandes variations du flux. Ceci est représenté par la zone (CD) fig. 3.

L'émission de ces bulles crée un brassage intense du fluide qui est sans cesse renouvelé à la paroi. Dans cette zone (ébullition nucléée), la fig. 4, montre clairement que le coefficient d'échange de chaleur h est nettement plus élevé en ébullition nucléée qu'en convection naturelle.

Le flux critique \dot{q}_{max} ou flux maximal, est le flux atteint au point D à une valeur moyenne de $13,8 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une surchauffe pariétale moyenne de 8.8 K, fig. 3 aussi appelé point de brûlage. Il est très important de pouvoir prévoir la densité de flux critique. En effet, lorsque la densité de flux est imposée, elle correspond à la valeur limite de la densité de flux qu'il est possible d'échanger sans qu'il y est élévation brutale de la température de l'élément chauffant et risque de détérioration.

Partant d'un point de fonctionnement en ébullition nucléée, lorsqu'on augmente progressivement la densité de flux thermique, de plus en plus de vapeur apparaît sur l'élément chauffant sous forme de colonnes de vapeur. Le refroidissement de l'élément est assuré par le liquide qui retombe, vers l'élément chauffant. Si la production de vapeur devient trop intense, la vitesse de la vapeur dans les colonnes atteint une valeur telle que le liquide est arrêté dans sa descente vers l'élément chauffant, on arrive alors à une crise d'ébullition qui correspond à la disparition de tout contact entre le liquide et l'élément chauffant. Le flux critique apparaît lorsque la vitesse relative entre la vapeur et le liquide atteint une valeur critique qui produit une instabilité de l'interface (instabilité de Helmholtz) empêchant le remouillage de la paroi. La crise d'ébullition est atteinte lorsque la macrocouche de liquide est complètement vaporisée.

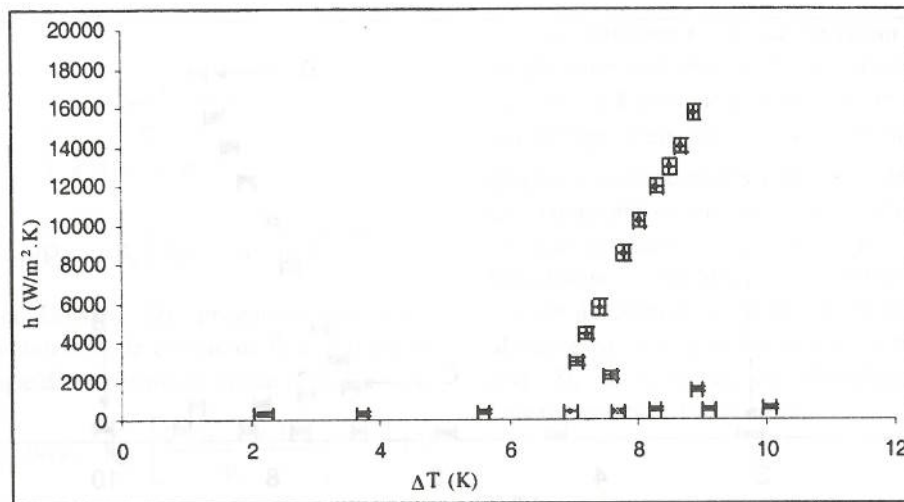


Fig. 4. Evolution du coefficient d'échange en régime permanent à flux croissant dans le cas d'un ruban vertical.

Les propriétés électriques et géométriques des rubans de laiton ne permettent pas toujours de décrire la totalité de la courbe d'ébullition. Ainsi les rubans atteignent la température de fusion à l'approche du point critique caractéristique du changement de régime de l'ébullition mixte à l'ébullition en film.

Le tableau 1 donne les densités de flux critique expérimentales et les flux calculés à partir des différentes corrélations [2, 3].

Tableau 1. Comparaison des densités de flux critique expérimental avec les corrélations [2, 3]

	$q_{\max, \text{exp}}$	\dot{q}_{\max} (Mudawar)	\dot{q}_{\max} (Haramura et Katto)
Ruban Vertical 25 μm ; 4 mm	13,8	14	16

Les densités de flux critique expérimentales sont relativement en adéquation avec les densités de flux critique calculées à partir des différentes corrélations.

4.2. Courbes d'ébullition en régime transitoire

4.2.1. Zone de convection naturelle

Les flux imposés dont la valeur est inférieure à $0,65 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ conduisent à des états stationnaires de convection naturelle fig. 5 avec une durée du régime transitoire de 0,5 seconde environ. L'état obtenu est en bon accord avec les points correspondant sur la courbe d'ébullition (fig. 3). Les expériences mettent en évidence un comportement transitoire propre à chaque régime.

4.2.2. Ebullition nucléée

Pour des valeurs de flux imposées au ruban comprises entre $0,93 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $1,27 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, on constate que le déclenchement de l'ébullition intervient au moment où la température du film atteint un maximum. La surchauffe maximale obtenue est de 15 K sur une durée d'environ 1,2 seconde. L'augmentation des échanges thermiques dues à l'agitation de LN_2 près de la paroi permet d'abaisser la température du ruban de l'ordre de 6,5 K (fig. 6).

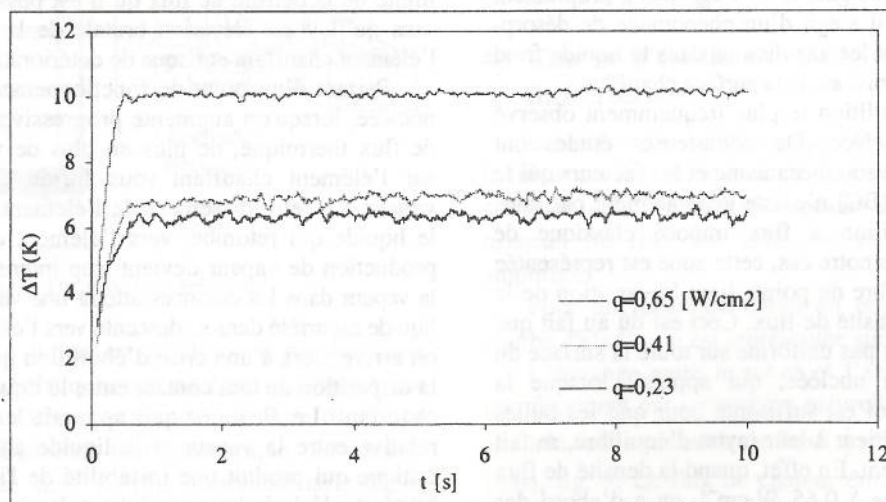


Fig. 5. Surchauffe en fonction du temps dans la zone de convection naturelle.

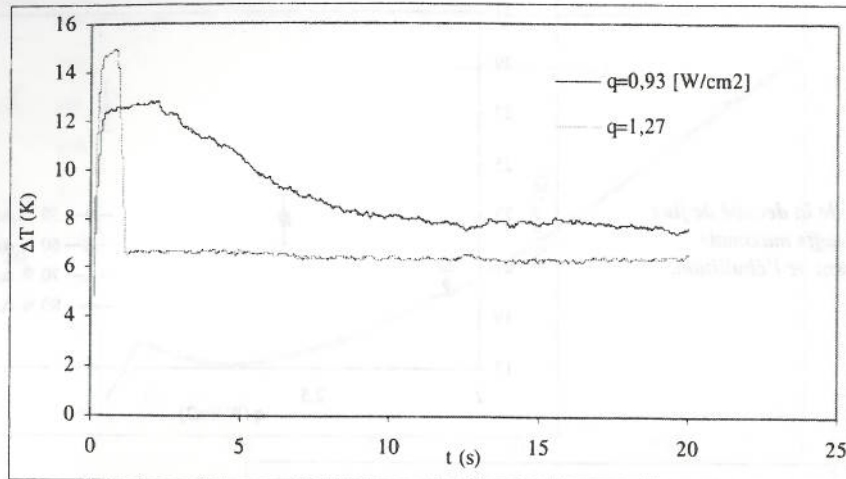


Fig. 6. Evolution de la surchauffe dans la zone d'ébullition nucléée faible.

Les études de l'ébullition en régime transitoire sur des rubans montrent que la vitesse de chauffage a une influence considérable sur la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition.

Aussi, nous avons réalisé des essais pour différents niveaux d'échelons de flux imposés au ruban. Les évolutions de la surchauffe pariétale sont représentées sur les fig. 7, 8, 9. Plus la vitesse de chauffage est importante, plus la surchauffe maximale et la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition (ΔT_{Max} ; ΔT_{OB}) est importante. La moyenne et l'écart-type sur ΔT_{Max} et ΔT_{OB} pour les différents essais sont également représentés sur les fig. 8, 9. L'écart-type sur la surchauffe maximale et la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition diminue avec la vitesse de chauffage.

Pour des densités de flux comprises entre 50% et 80% du flux critique, le régime transitoire est caractérisé par une forte surchauffe pouvant atteindre 30 K en un temps de 0,1 seconde (quatre fois la valeur en stationnaire). on constate que le déclenchement de l'ébullition intervient effectivement avant qu'un régime de convection ne s'établisse (fig. 7), la courbe d'ébullition en régime transitoire rejoint, après le déclenchement de l'ébullition, celle de l'ébullition

nucléée en régime stationnaire. Le temps d'établissement du régime stationnaire d'ébullition nucléée reste inférieure à 0,25 s.

La température du film métallique continue d'augmenter après le déclenchement de l'ébullition, pour des flux de chaleur supérieurs à 70% du flux critique. En effet, le déclenchement de l'ébullition intervient avant que la température surfacique n'atteigne son maximum. Par contre, la surchauffe de déclenchement de l'ébullition est identique à la surchauffe maximale pour des flux inférieurs à 70%.

La vitesse de chauffage a donc une influence plus importante sur la température maximale que sur la température de déclenchement (fig. 8, 9). Il semble donc que ce soit les transferts thermiques, par conduction dans le solide, qui prédominent en régime transitoire.

On observe d'après Les fig. 10, 11, que le temps maximal et le temps nécessaire au déclenchement de l'ébullition (t_{Max} ; t_{OB}) décroît lorsque le flux augmente. La moyenne et l'écart-type sur t_{Max} et t_{OB} pour les différents essais sont également représentés sur les fig. 10, 11. L'écart-type sur le temps maximal et le temps nécessaire au déclenchement de l'ébullition augmente lorsque la vitesse de chauffage diminue.

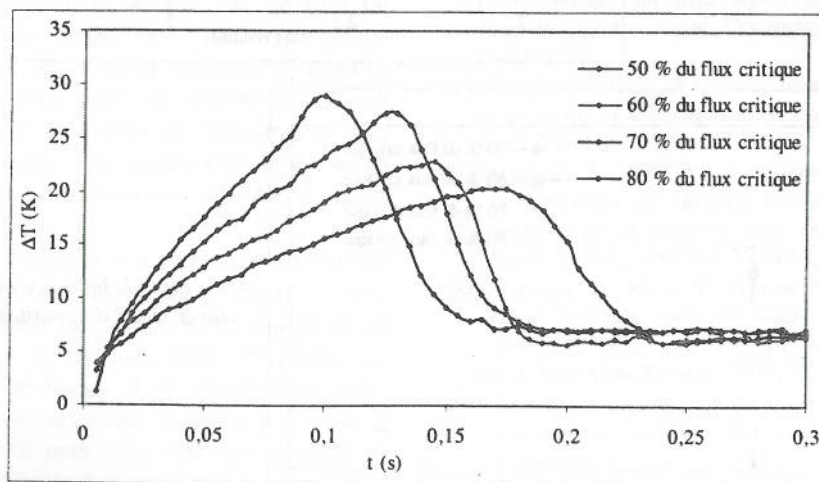


Fig. 7. Surchauffe dans la zone d'ébullition nucléée pleinement développée.

Fig. 8. Influence de la densité de flux sur la surchauffe maximale au déclenchement de l'ébullition.

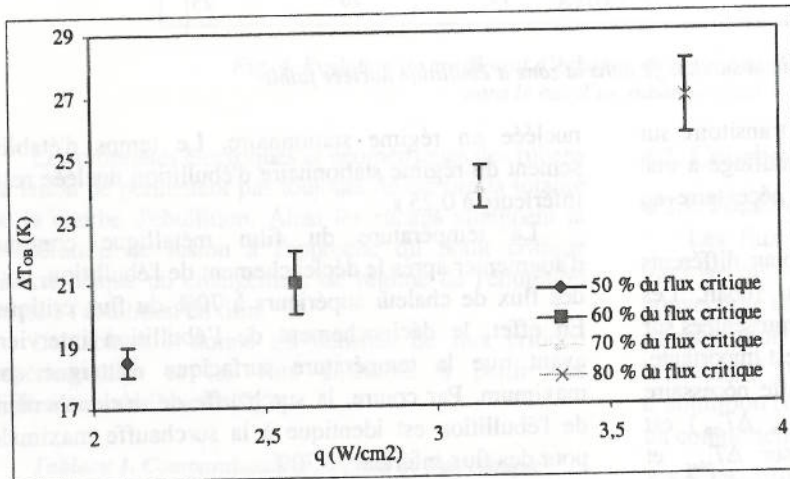
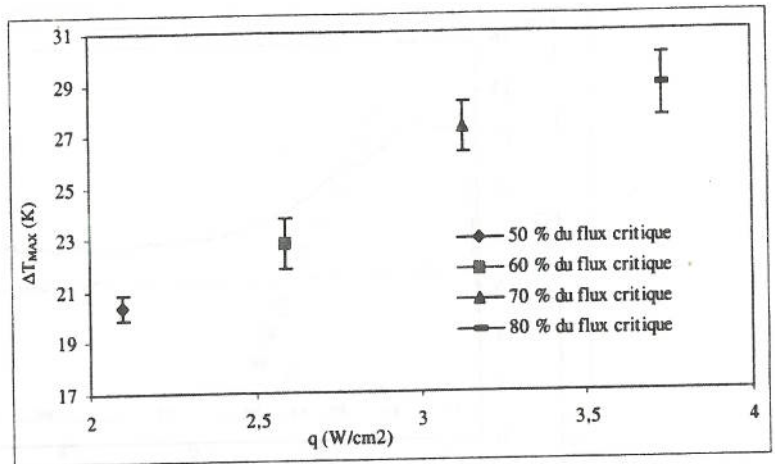


Fig. 9. Influence de la densité de flux sur la surchauffe au déclenchement de l'ébullition.

Fig. 10. Influence de la densité de flux sur le temps maximal d'apparition de l'ébullition.

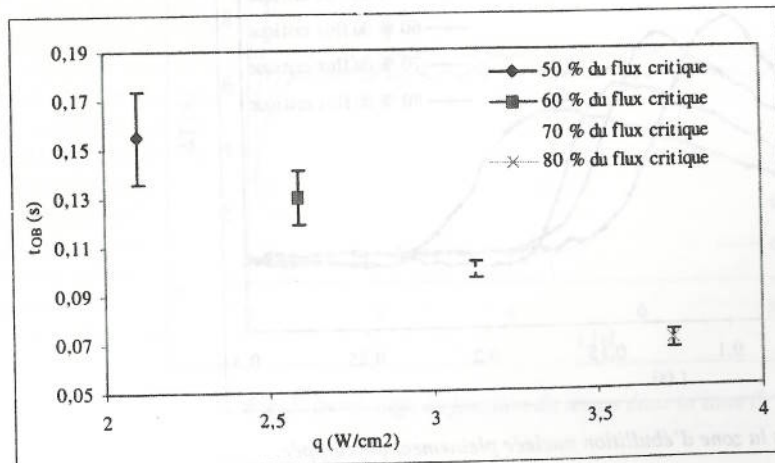
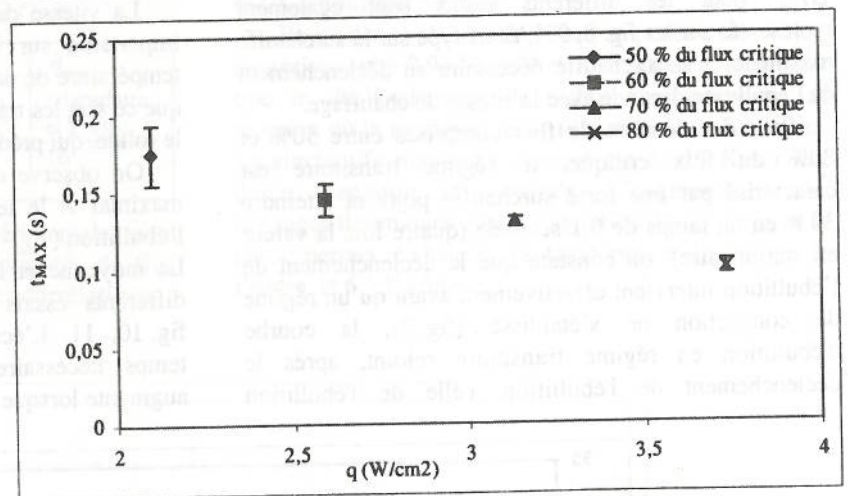


Fig. 11. Influence de la densité de flux sur le temps d'apparition de l'ébullition (t_{OB}).

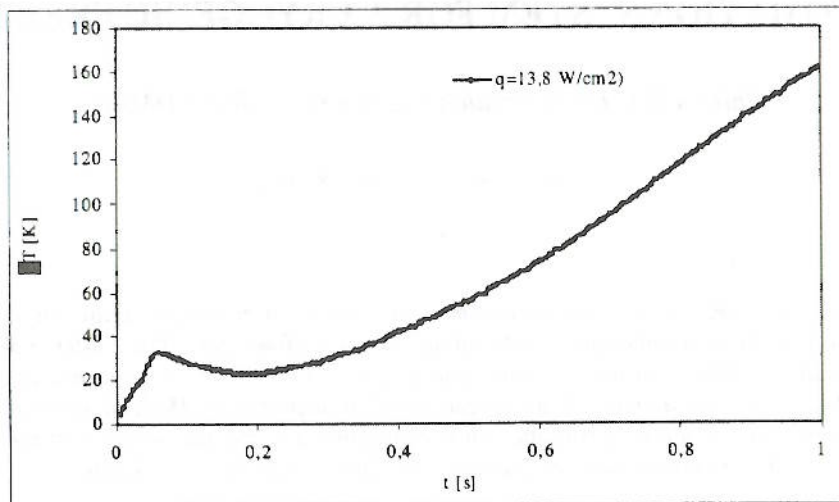


Fig. 12. Evolution de la surchauffe au cours du temps (passage de l'ébullition nucléée à l'ébullition film).

4.2.3. Ebullition en film

L'un des résultats importants de l'étude de l'ébullition en régime transitoire sur les fils ou les films est la possibilité d'un passage direct du régime de conduction à l'ébullition en film.

Dans le cas d'une génération thermique extrêmement élevée de l'ordre de $13,8 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, une couche de vapeur croît le long du ruban chaud, la transition d'ébullition se produit grâce à la formation de vapeur autour du ruban. Beaucoup de fines bulles croissent rapidement et simultanément quand la température du ruban atteint la température de nucléation homogène. La transition d'ébullition se produit par le recouvrement de la surface du ruban par les fines bulles (fig. 12).

CONCLUSION

Les résultats montrent que la température, au moment du déclenchement de l'ébullition, est fortement liée à la vitesse et au mode du chauffage. En régime transitoire, l'ébullition débute avec un certain retard qui engendre des surchauffes pariétales importantes. Le déclenchement de l'ébullition est brutal et, avant que l'ébullition ne se stabilise en surface, une transition vers le régime d'ébullition en film partiel peut être observée.

Les mesures montrent également que les sites de nucléation peuvent être désactivés si un certain temps d'attente est respecté, entre la procédure préliminaire (afin d'activer tous les sites de nucléation de la surface d'échange) et l'échelon de flux imposé aux résistances chauffantes. Les surchauffes nécessaires au déclenchement de l'ébullition sont plus élevées pour les temps d'attente longs.

Cette étude a conduit à des résultats qui peuvent être appliqués au refroidissement de composants électriques afin d'augmenter leur efficacité et leur durée de vie. En effet, pour éviter une forte surchauffe au déclenchement de l'ébullition, il est possible de maintenir une température surfacique toujours supérieure à une certaine limite. Il peut ainsi être recommandé de toujours dissiper un faible flux pour que la température

surfacique soit suffisante afin de faciliter l'activation des sites de nucléation.

Cette étude a été réalisée avec un seul type d'échantillon et de fluide. Il est nécessaire de diversifier la nature des combinaisons fluide-échantillon afin de tester leur influence sur les échanges thermiques lors de l'ébullition en régime transitoire. Il est nécessaire de faire varier aussi la taille de l'échantillon et de réaliser une étude comparative avec des fils ou des massifs afin d'évaluer l'influence de l'inertie de l'échantillon

REFERENCES

- [1] Agounoun R., Boussehain R., Feidt M., *Influence des temps d'attente sur le mécanisme d'ébullition de LN2*, Congrès SFT 02, Elsevier, Vittel, France, 2002, pp 405–410.
- [2] Drach V., Fricke J., *Transient heat transfer from smooth surfaces into liquid nitrogen*, *Cryogenics* 36 (1996) 236–269.
- [3] Drach V., Sack N., Fricke J., *Transient heat transfer from surfaces of defined roughness into liquid nitrogen*, *Int J Heat Mass Transfer*, Vol 39, No 9, pp 1953–1961 1996.
- [4] Sakurai A., Mizukami K., Shiotsu M., *Experimental studies on transient boiling heat transfer and burnout*. 4th International Heat Transfer Conf, Versailles, 1970, B 3.4, 11 p.
- [5] Sakurai A., Shiotsu M., Hata K., *Boiling heat transfer characteristics for heat inputs with various increasing rates in liquid nitrogen*, *Cryogenics*, 1992, Vol. 32, N 5, p.421–429.
- [6] Oker E., Merte H., *A study of transient effects leading up to inception of nucleate boiling*, *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto, 1978*, p. 139–144.
- [7] Okuyama K., Iida Y., *Transient boiling heat transfer characteristics of nitrogen (bubble behavior and heat transfer rate at stepwise heat generation)*, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1990, Vol.33, N 10, p.2065–2071.
- [8] Haramura Y., Katto Y., *A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids*, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1983, Vol.26, pp.389–399.
- [9] Howard H. Alicia, Mudawar Issam, *Orientation effects on pool boiling critical heat flux (CHF) and modeling of CHF for near-vertical surfaces*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 42 (1998) 1665–1688.