

Diminution de la température de la paroi observée à proximité du flux de chaleur critique de type d'assèchement

Wall temperature drop observed just before dryout type critical heat flux

Andrei Olekhnovitch *

Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville, Montréal, Québec, Canada H3C 3A7

Reçu le 5 juin 2006; reçu en forme révisée le 3 mai 2007; accepté le 22 septembre 2007

Disponible sur Internet le 25 octobre 2007

Résumé

Le phénomène de la chute de la température de la paroi avant le flux de chaleur critique (FCC) a été analysé. L'étude du transfert de chaleur dans le film de liquide en écoulement annulaire-dispersé a permis de conclure que cette chute de température est reliée à un amincissement important du film de liquide quand les conditions approchent de celles du FCC. Dans ce cas, la chaleur est principalement transmise à travers le film par conduction. Alors, l'augmentation de la puissance appliquée a pour conséquence une diminution de l'épaisseur et de la résistance thermique du film et, ainsi, une baisse de la température de la paroi.

© 2007 Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Abstract

An analysis of the wall temperature drop phenomenon before critical heat flux (CHF) takes place was carried out. The study of the heat transfer in the liquid film of the dispersed-annular flow permitted to conclude that this temperature drop is related to an important thinning of the liquid film when conditions approach to ones of the CHF. In this case, the heat is principally transmitted through the film by conduction. Thus, the power increase leads to a decrease of the thickness and of the thermal resistance of the film and, consequently, to a wall temperature drop.

© 2007 Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Flux de chaleur critique ; Température ; Ébullition ; Transfert de chaleur ; Convection ; Conduction

Keywords: Critical heat flux; Temperature; Boiling; Heat transfer; Convection; Conduction

Abridged English version

Due to the inherent complexity of two-phase flows, modelling forced convection boiling heat transfer implies the use of multiple hypotheses. In particular, major problems are still encountered for modelling the critical heat flux (CHF) phenomenon. Quite often the validity of these hypotheses is questionable and/or quite difficult to verify. From this point of view, the detailed analysis of the wall temperature behaviour under CHF

conditions can be very useful for the comprehension of the involved physical mechanisms.

This paper deals with a phenomenon that has been mentioned by many research scientists, but rather rarely treated in the literature. It is related to a wall temperature drop that has been observed to occur just before CHF takes place. Fig. 1 gives several examples of the variation of the external wall temperature and of the wall superheating at the outlet of a heated section as function of the applied power [3]. Figs. 1(a)–(c) show that at a power between 2 and 6 kW lower than the critical one, the wall temperature drops rapidly and, starting from this moment, the wall superheating begins to decrease. This wall superheating attenuation continues until the CHF conditions are reached.

* Tél. : +1-514-3404711- 5976 ; télécopieur : +1-514-3404192.

Adresse e-mail : andrei.olekhnovitch@polymtl.ca.

Nomenclature

<i>d</i>	diamètre	m	Ψ	paramètre d'écoulement
<i>G</i>	vitesse massique	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$		
<i>h</i>	coefficient de transfert de chaleur	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$		
<i>k</i>	conductivité thermique	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$		
<i>L</i>	longueur chauffée	m		
<i>Nu</i>	nombre de Nusselt			
<i>P</i>	pression	N m^{-2}		
<i>Pr</i>	nombre de Prandtl			
<i>Q</i>	puissance appliquée	W		
<i>q''</i>	flux de chaleur	W m^{-2}		
<i>q'''</i>	puissance thermique volumique	W m^{-3}		
<i>r</i>	rayon	m		
<i>Re</i>	nombre de Reynolds			
<i>t</i>	température	K		
<i>v</i>	vitesse	m s^{-1}		
<i>v_*</i>	vitesse de frottement	m s^{-1}		
<i>x</i>	titre thermodynamique			
<i>y</i>	distance dans la direction transversale	m		
<i>z</i>	distance dans la direction axiale	m		
<i>Symboles grecs</i>				
Δ	différence			
δ	épaisseur	m		
μ	viscosité dynamique	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$		
ρ	masse volumique	kg m^{-3}		
τ	contrainte de cisaillement	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$		
<i>Indices</i>				
<i>c</i>	couche limite			
cond	conduction			
conv	convection			
cr	critique			
dep	dépôt			
ent	entrée			
eq	équivalent			
ext	extérieur			
<i>f</i>	film			
int	intérieur			
<i>l</i>	liquide			
mes	mesuré			
<i>p</i>	paroi			
sat	saturation			
sor	sortie			
surch	surchauffe			
<i>Exposants</i>				
eff	effectif			
eval	évalué			
max	maximum			
mes	mesuré			

Moreover, the examination of Fig. 1(d) permits to conclude that, even in the case where no fast temperature drop is observed, the wall superheating before the CHF decreases with increasing the applied power.

Two possible physical mechanisms responsible for this wall temperature drop have been analysed in this paper. The first one involves the onset of nucleate boiling and a consequent heat transfer coefficient increase as the liquid film becomes very thin. This mechanism, however, does not seem to be quite probable to occur. Under normal conditions, the boiling process starts taking place only at a certain surface superheating. Fig. 2 shows that the velocity gradient over the channel wall increases along the heated length. Thus, the wall superheating must decrease towards the outlet of the heated channel. Then, if boiling appears somewhere in the liquid film, it should take place first upstream and only later, closer to the end of the heated length. However, in the present work the opposite behaviour is observed. According to Fig. 3, the wall temperature drop occurs initially near the channel exit and only later, in the upstream region. This fact puts some doubts in the relationship between the temperature drop before the CHF and the onset of nucleate boiling in the liquid film.

From the other side, when the liquid film is extremely thin, the conduction heat transfer can become predominant, independently of the flow regime in the film (Fig. 4). In this case, the thermal resistance of the film and, subsequently, the wall superheating will decrease simultaneously with decreasing the film

thickness associated to the increase of the applied power. It must be pointed out that only this mechanism permits the observed wall superheating diminution taking place with increasing the applied power (Fig. 1) to be explained, because after the temperature drop caused by the onset of nucleate boiling in the liquid film, the wall superheating nevertheless should continue to increase, and only the rate of such an increase should be lower.

To prove this hypothesis, let us suppose that the velocity distribution in the liquid film is similar to that which would exist in the single phase turbulent flow with the same shear stress on the tube wall. Let us also suppose that the interface temperature from the liquid side is equal to t_{sat} and the wall superheating $\Delta t_{\text{surch}} = t_p - t_{\text{sat}}$ is always close to the temperature difference $\Delta t_{\text{conv}} = t_p - \bar{t}$ used to characterize the forced convection heat transfer; thus $q'' = h(t_p - \bar{t})$. Therefore, the prevailing conduction heat transfer condition can be determined by comparing the values Δt_{conv} and the wall superheating Δt_{cond} which will take place if the heat would be transferred only by conduction across the film. The minimum value of these temperature differences will approximately correspond to the real value of the wall superheating. The mathematical formulation of such suppositions is given by Eqs. (10) to (15).

The values of wall superheating calculated according to this method are shown with solid lines in Fig. 5. Before analyzing the results, it must be pointed out that in all the cases the wall superheating calculated values are lower than those measured.

This fact can be certainly related to both the approximative characteristics of the used model, and to the following physical reasons:

- The calculation of $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes}}$ (Eq. (1)) is based on the saturation temperature. However, this temperature is intrinsic to the state of the thermal equilibrium between the phases. Under the CHF conditions, the evaporation rate on the surface of the liquid film is so high that the interface temperature from the liquid side must be much higher than t_{sat} . Therefore, the real values of $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes}}$ can be considerably smaller.
- The experiments of Olekhnovitch et al. [2] have been carried out by using cold drawn tubes. After an appropriate treatment, the superficial and dimensional parameters of such tubes are far better than ones of other tube types. However, cold drawn tubes have an inherent characteristic, i.e., eccentricity, which is related to their fabrication procedure. This eccentricity, in the case of electrical directly heated test sections, provokes an important non-uniformity of the angular heat flux distribution due to a significant difference between the local electrical resistances. This non-symmetric heat flux distribution can cause a substantial error on the calculation of Δt_p (Eq. (2)).
- The internal surfaces of boiling systems are often covered, despite of all precautions, by a layer of deposit of a certain thickness. This layer presents a supplementary thermal resistance which can bring about a huge overestimation of $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes}}$.

Nevertheless, these effects must not affect the general trends of the temperature behavior in time. Moreover, the influence of the presence of a layer of deposit can be easily taken into consideration. In Fig. 5, the values of the effective wall superheating $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{eff}}$, if the wall is covered by a layer of deposit of thickness δ_{dep} (Eq. (18)), are represented by the dotted lines.

The examination of the graphs presented in Fig. 5 shows that, in all the cases, the calculated wall superheating starts to decrease quite rapidly almost for the same applied power under which the temperature drop is observed just before the CHF. Thus, the proposed model permits to conclude that the observed temperature drop phenomenon can be explained by the fact that, under conditions close to the CHF, the conduction thermal resistance of the liquid film becomes smaller than the convection thermal resistance and consequently abolishes the necessity to consider the onset of nucleate boiling in the liquid film for modelling dryout type CHFs.

However, this conclusion presents only a logical judgement which allows the physical mechanism responsible for the observed temperature drop to be figured out. A problem, however, persists due to the fact that the temperature drop is always quite rapid, while the diminution of the wall superheating due to the decrease of the liquid film thickness, even though it is very abrupt in the $(\Delta t_{\text{surch}}, Q)$ coordinate system, it can be quite gradual in time if the increase of the applied power is slow. Hence, before CHF occurs, other processes that cause a fast liquid film thickness decrease must take place.

In the case of uniform heating, the liquid film diminution is quite linear everywhere except for a narrow region near the end of the heated section (Fig. 6(a)). In this region, there is an axial heat flux q''_{ax} due to the axial temperature difference at the boundary between the heated and the adiabatic outlet zone. Thus, the evaporation rate just at the end of the heated zone is slightly lower than in the upstream region. Therefore, it results in a more gradual film thickness decreasing. A similar process must also take place at the position where the wall superheating begins to decrease due to a reduction of the liquid film thickness. When the wall temperature starts decreasing, some flux redistribution occurs (Fig. 6(b)). This redistribution causes an alteration on the evaporation rate at this location which provokes an increase of the thickness within the thin liquid film region and a decrease upstream of this zone. Therefore, the wall superheating decrease can bring about the formation of a zone where the film is extremely thin. This zone is delimited by a stabilizing stationary ripple on the liquid surface (Fig. 6(b)). Moreover, taking into account a slight non-uniformity of the circumferential heat flux distribution due to the cold drawn tube eccentricity, the formation of this ripple is rather possible in the region corresponding to the tube generatrix for which the heat flux value is at its maximum (Fig. 7).

1. Introduction

Le flux de chaleur critique (FCC) est gouverné par de multiples processus de transfert de masse et de chaleur qui ont lieu dans les écoulements diphasiques bouillants. C'est seulement après avoir décrit de manière adéquate ces processus qu'on peut développer un modèle physique fiable pour la prédition du FCC. À l'heure actuelle, bien que de nombreux travaux théoriques et expérimentaux aient été effectués pour comprendre les mécanismes du FCC, le niveau de compréhension de la nature du phénomène du FCC laisse encore à désirer. La complexité inhérente aux écoulements diphasiques bouillants, explique l'utilisation de plusieurs hypothèses dont la validité est souvent questionnable et/ou difficile à vérifier. De ce point de vue, l'analyse détaillée du comportement de la température de la paroi de canal à proximité du FCC peut parfois être très utile pour la clarification des mécanismes qui sont mis en jeu.

Dans cet article, on considérera un phénomène qui accompagne fréquemment le FCC et qui a été mentionné à plusieurs reprises dans la littérature scientifique sur le flux de chaleur critique [1], mais qui n'a guère été examiné et traité en détail. Il s'agit d'une diminution rapide de la température de paroi de quelques degrés qui se produit peu avant que l'assèchement ait lieu.

Ce phénomène surprenant (une diminution de température précède son augmentation ou, autrement dit, une amélioration rapide du transfert de chaleur précède sa détérioration brusque) a également été observé à peu près pour un tiers des expériences effectuées par Olekhnovitch et al. [2] dans le cadre de l'étude sur le FCC pour les écoulements eau-vapeur à des pressions faibles et moyennes (de 5 à 40 bars). Les expériences ont été effectuées en utilisant des tubes ronds de diamètre interne de 8 mm, verticaux, chauffés uniformément. Il faut noter qu'il a

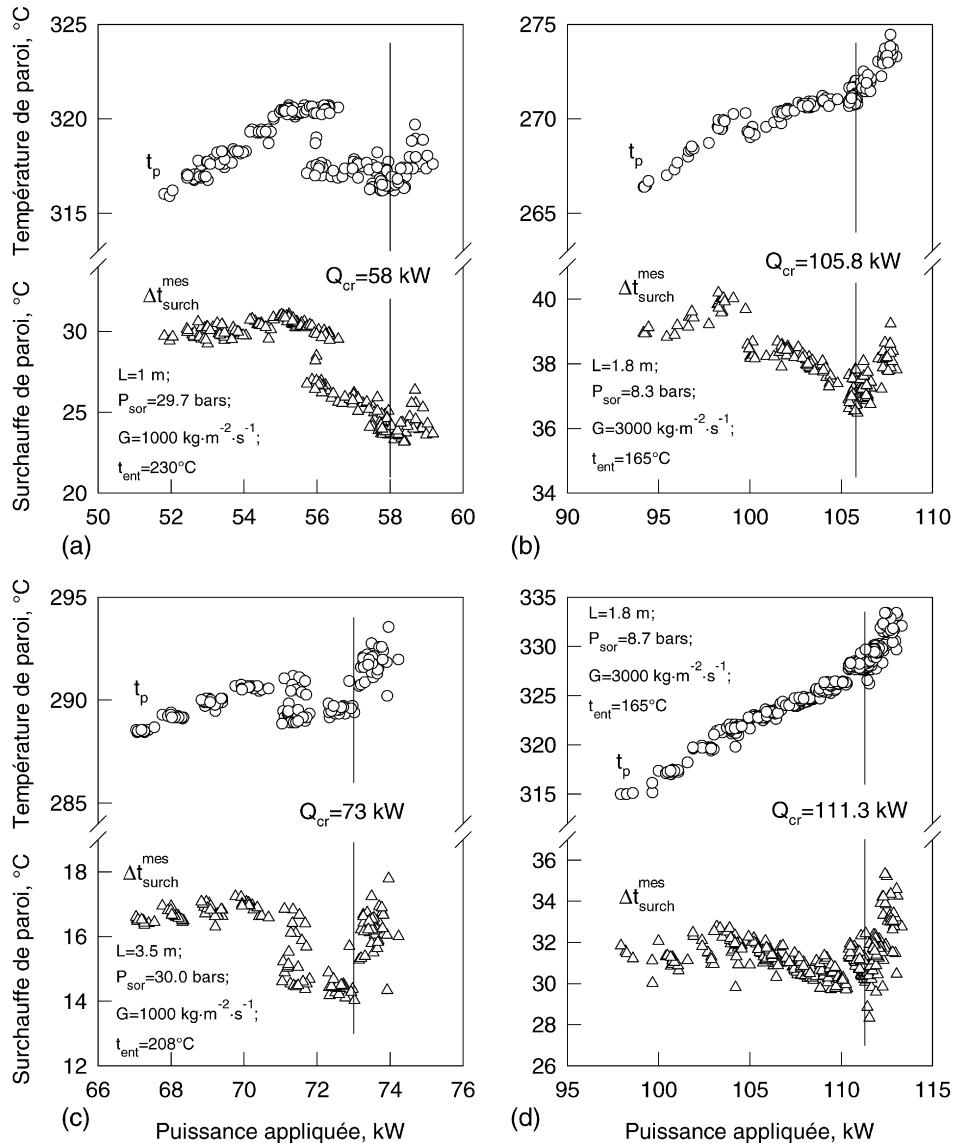


Fig. 1. Température et surchauffe de paroi avant le FCC en fonction de la puissance appliquée.

Fig. 1. Wall temperature and wall superheating before the CHF as function of the applied power.

été quand même impossible d'identifier clairement une gamme de paramètres d'écoulement pour laquelle ce phénomène a lieu systématiquement.

La Fig. 1 donne quelques exemples typiques de la variation de la température de la surface externe de la paroi à proximité de la sortie de la section d'essais en fonction de la puissance appliquée [3]. La même figure montre également la variation de la surchauffe de la surface interne par rapport à la température de saturation. Cette surchauffe est déterminée à partir des expressions suivantes :

$$\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes}} = t_{\text{mes}} - \Delta t_p - t_{\text{sat}} \quad (1)$$

$$\Delta t_p = t_{\text{mes}} + \frac{1}{b} \left(\sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_{\text{mes}} \right)^2 - \frac{q'''' r_{\text{ext}}^2}{2 b k_0} \left[2 \ln \frac{r_{\text{ext}}}{r_{\text{int}}} + \left(\frac{r_{\text{int}}}{r_{\text{ext}}} \right)^2 - 1 \right]} \right) \quad (2)$$

$$q'''' = \frac{Q}{\pi (r_{\text{ext}}^2 - r_{\text{int}}^2) L} \quad (3)$$

où :

- t_{mes} est la température mesurée en utilisant les thermocouples de type K (chromel–alumel) gainés de diamètre extérieur de 0,5 mm, calibrés et soudés par contact sur la surface externe de la paroi du tube,
- $\Delta t_p = t_{\text{p ext}} - t_{\text{p int}}$ est la différence de température dans la paroi,

• k_0 et b sont les paramètres qui déterminent la dépendance linéaire vis-à-vis de la température du coefficient de conductivité thermique du matériau des tubes. Pour les tubes en Inconel 600 utilisés pour cette étude la conductivité thermique est calculée comme suit :

$$k = k_0(1 + bt); \quad k_0 = 14,23 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$b = 1,095 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$$

Les Figs. 1(a)–(c) montrent qu'à une puissance entre 2 et 6 kW moins élevée que la puissance critique, la température de paroi diminue rapidement et, à partir de ce moment, la surchauffe commence à diminuer. Cette diminution de la surchauffe continue jusqu'au moment où les conditions du FCC sont atteintes. De plus, l'examen de la Fig. 1(d) permet de conclure que, même dans le cas, où aucune chute rapide de la température de paroi n'est observée, la surchauffe de paroi à proximité du FCC diminue en fonction de la puissance appliquée.

Présentement, il existe quelques explications de ce phénomène. D'après Groeneveld [4], la chute de température résulte d'une décélération du film de liquide qui a lieu en amont de la zone d'assèchement. Cette décélération cause une augmentation de la surchauffe de paroi à cet endroit et, par conséquent, le commencement de l'ébullition dans le film de liquide. Une fois débuté, l'ébullition provoque une augmentation rapide du coefficient de transfert de chaleur et, ainsi, une diminution de la température de paroi.¹ Il faut mentionner que, généralement, on suppose que le transfert de chaleur convectif entre la paroi chauffée et le film de liquide dans un écoulement annulaire-dispersé est si élevé que l'ébullition sur la paroi doit être supprimée. Néanmoins, la conclusion de Groeneveld est confirmée en principe par l'étude photographique de Parsons et Bundrett [6] qui ont constaté le commencement d'ébullition dans le film de liquide à des vitesses massiques faibles. Cependant, cette ébullition a été observée juste en amont d'une surface asséchée, c'est-à-dire, déjà dans les conditions du FCC, tandis que la Fig. 1 montre clairement que la chute de la température a lieu aux flux de chaleur significativement plus faibles que le FCC. En outre, en analysant les courbes d'ébullition présentées par Groeneveld [4] pour le Fréon, on peut également conclure que les diminutions de température se produisent à des flux de chaleur de 10 à 20 % inférieurs aux FCC. Ce phénomène peut même être considéré comme un précurseur assez antérieur du FCC.

D'après Beattie et Lawther [1], l'ébullition dans le film de liquide a probablement toujours lieu, mais, lorsque le film devient très mince, il ne peut plus suffisamment alimenter en liquide les microcouches à la base des bulles de vapeur. Puisque ces microcouches de liquide représentent la source principale pour la croissance des bulles, leur développement s'arrête et elles se restructurent en formant sur la surface chauffée une sous-couche « mousseuse » (« froth » layer) très mince. La chute de la température de paroi est la conséquence directe de cette restructuration. Malheureusement, les explications des auteurs sur l'origine physique de la formation de cette sous-couche et sur ses propriétés sont trop ambiguës pour en tirer une conclusion sur la nature de la chute de la température avant le FCC. Par exemple, il est en réalité probable que, dans le cas de l'ébullition dans un film mince, les microcouches ne peuvent pas être

alimentées en liquide coulant « vers la paroi », néanmoins une baisse importante de l'alimentation en liquide qui coule « le long de la paroi » est possible seulement s'il existe une très forte concentration de sites de nucléation actifs sur la surface chauffée. Alors, il n'est pas clair pourquoi un film mince ne se détruit pas par cette ébullition intense bien avant la formation de la sous-couche « mousseuse ». De plus, le diamètre de détachement des bulles augmente vite avec la diminution de la pression, ce qui doit accroître la probabilité d'une destruction prématuée du film à des pressions faibles. Cependant, la chute de la température avant le FCC est observée pour une gamme large des pressions (Fig. 1). Finalement, en écoulement annulaire-dispersé réel, l'épaisseur locale du film, ainsi que le débit de liquide dans le film varient toujours dans le temps. Ceci est relié au processus stochastique du développement de ce type d'écoulement. Alors, si l'on admet cette hypothèse sur la formation de la sous-couche « mousseuse », il faut également trouver une justification pour la présence de cette couche et pour l'invariabilité de ses propriétés aux moments où le film devient plus épais et pour que l'alimentation des microcouches puisse recommencer. Notons que, après la chute, la température de la paroi ne fluctue pas, mais reste plus ou moins stable dans le temps.

2. Raisons physiques de la chute de la température de la paroi avant le flux de chaleur critique

2.1. Ébullition dans le film de liquide

En général, l'emploi de l'hypothèse du commencement de l'ébullition dans le film de liquide de l'écoulement annulaire-dispersé en tant que raison de la chute de la température de la paroi avant le FCC soulève beaucoup de questions. L'une de plus importantes est : à quel endroit l'ébullition pourrait-elle avoir lieu ? Pour répondre à cette question, considérons l'écoulement dans un film d'eau pour laquelle le nombre de Prandtl est d'ordre unité pour une gamme large des pressions. Supposons également qu'un changement majeur des champs de vitesse et de température se produit à l'intérieur d'une couche limite visqueuse. Alors, en vertu des principes de l'analogie de Reynolds, on aboutit à la relation suivante :

$$\frac{1}{v_c} \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{1}{t_c - t_p} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (4)$$

où :

- v_c et t_c sont respectivement la vitesse et la température à la frontière extérieure de la couche limite,
- $(\frac{\partial v_z}{\partial y})_{y=0}$ et $(\frac{\partial t}{\partial y})_{y=0}$ sont les gradients de vitesse et de température à la paroi.

En supposant que $t_c = t_{\text{sat}}$ et en prenant en considération que le flux de chaleur peut s'exprimer par la loi de Fourier comme suit :

$$q'' = -k_l \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (5)$$

¹ Notons que, si l'on ne considère pas l'origine du commencement de l'ébullition dans le film de liquide sur la paroi, Groeneveld [4] postule en réalité le même mécanisme qu'on utilise fréquemment pour expliquer une chute de la température observée parfois lors du début d'ébullition nucléée en convection forcée [5].

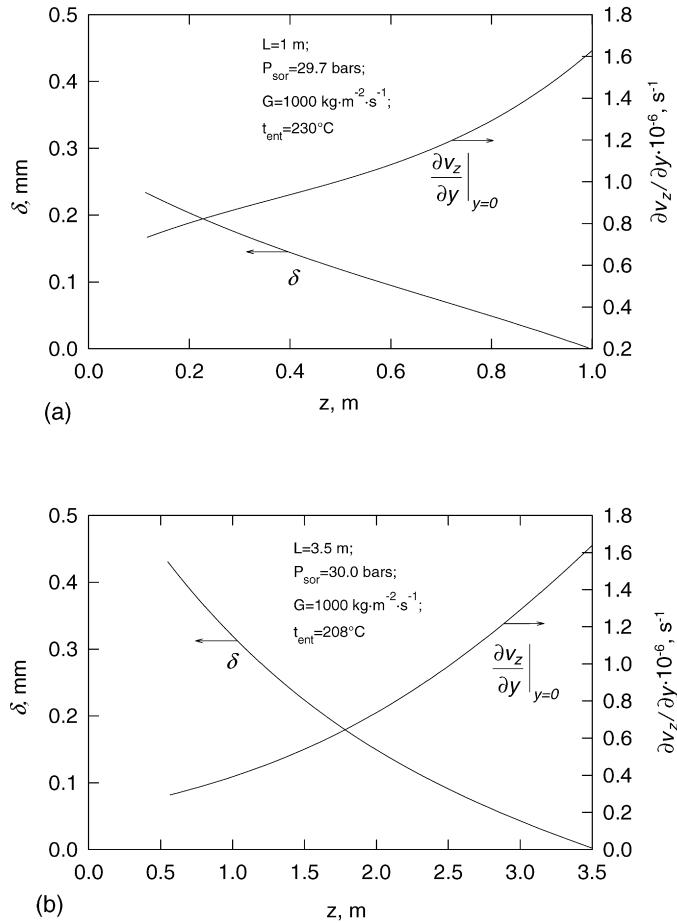


Fig. 2. Distribution axiale de l'épaisseur du film de liquide et du gradient de vitesse à la paroi du canal chauffé.

Fig. 2. Axial distribution of the liquid film thickness and of the velocity gradient at the heated channel wall.

on obtient :

$$\Delta t_{\text{surch}} = t_p - t_{\text{sat}} = \frac{q'' v_c}{k_l \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} \right)_{y=0}} \quad (6)$$

La vitesse à la frontière extérieure de la couche limite

$$v_c \propto v_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_l}} \quad (7)$$

où la contrainte de cisaillement à la paroi est donnée par la loi de Newton :

$$\tau_p = \mu_l \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (8)$$

Alors, on déduit finalement :

$$\Delta t_{\text{surch}} \propto \frac{q''}{k_l} \sqrt{\frac{\mu_l}{\rho_l}} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\partial v_z}{\partial y} \right)_{y=0}}} \quad (9)$$

Dans les conditions normales d'un écoulement annulaire-dispersé non-adiabatique, l'épaisseur du film et le débit de liquide diminuent constamment le long du canal chauffé. Cependant, ce n'est pas le cas pour la vitesse du liquide. La Fig. 2 représente les variations axiales de l'épaisseur du film et du gradient de vitesse de liquide près de la paroi lors du FCC causé

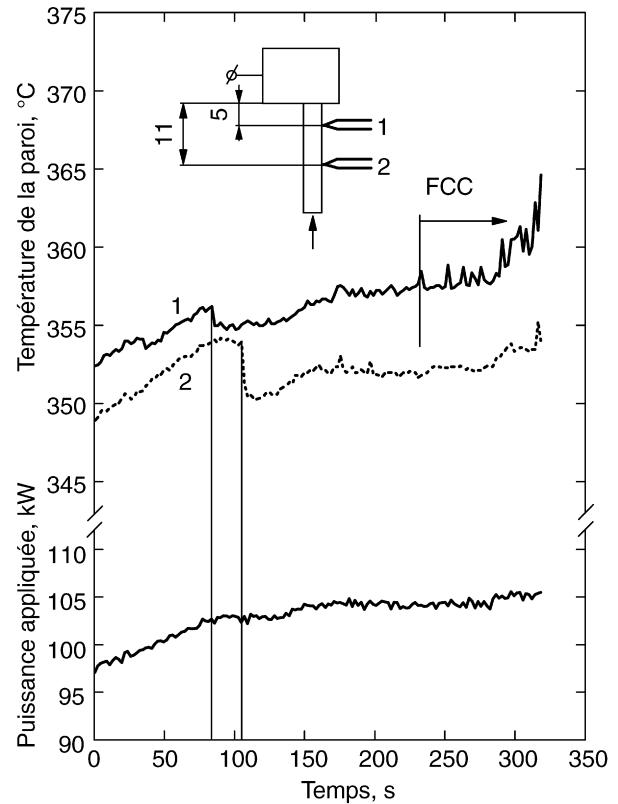


Fig. 3. Variations de la température de paroi à des niveaux axiaux différents avant le FCC ($L = 1 \text{ m}$; $P_{\text{out}} = 30.0 \text{ bars}$; $G = 2000 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$; $t_{\text{ent}} = 140^\circ\text{C}$; $Q_{\text{cr}} = 104.4 \text{ kW}$).

Fig. 3. Variations of the wall temperature at different axial levels before the CHF ($L = 1 \text{ m}$; $P_{\text{out}} = 30.0 \text{ bar}$; $G = 2000 \text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$; $t_{\text{in}} = 140^\circ\text{C}$; $Q_{\text{cr}} = 104.4 \text{ kW}$).

par le tarissement complet du film [3]. Ces distributions ont été calculées en utilisant le modèle de Whalley [7] et les profils de pression le long de la section chauffée évalués pour des paramètres concrets d'écoulement. On peut voir que le gradient de vitesse augmente en direction de la sortie du canal et sa valeur finale peut être très élevée. Ainsi, la surchauffe de la paroi doit, selon la relation (9), diminuer vers la fin de la zone chauffée. D'après les représentations actuelles, le début d'ébullition est gouverné par la surchauffe de paroi. Alors, si, au fur et à mesure que le flux de chaleur s'approche du FCC, l'ébullition dans le film de liquide commence quand même à avoir lieu, ceci doit se produire d'abord en amont, c'est-à-dire, dans la région où la surchauffe de paroi est plus élevée. Pourtant, c'est une tendance contraire qui a été constatée au cours des expériences. La Fig. 3 représente le comportement de la température de paroi pour deux positions axiales proches de la fin de la section chauffée. Comme le montre la Fig. 3, la température baisse en premier lieu près de la sortie et seulement après, cette diminution se propage en amont. Ce fait met en doute la liaison entre la chute de la température avant le FCC et le commencement de l'ébullition dans le film.

2.2. Transfert de chaleur dans un film de liquide mince

Le transfert de chaleur dans un fluide en convection forcée demeure, à un certain degré, influencé par la conduction ther-

mique. Pour un écoulement laminaire, la chaleur est transmise par conduction d'une couche de liquide à l'autre et par convection le long de ces couches abstraites. Dans le cas d'un écoulement turbulent, l'effet de la conduction est significatif seulement à proximité immédiate de la surface chauffée. Néanmoins, pour un film de liquide extrêmement mince, le transfert de chaleur par conduction peut devenir prédominant, indépendamment du régime d'écoulement dans le film (Fig. 4). Alors, la résistance thermique du film et, par conséquent, la surchauffe de paroi diminueront simultanément avec la diminution de l'épaisseur du film lors de l'augmentation de la puissance appliquée. Soulignons qu'uniquement ce mécanisme permet d'expliquer la diminution observée de la surchauffe de paroi avec l'augmentation de la puissance (Fig. 1), car après la chute de température causée par le commencement de l'ébullition dans le film de liquide, la surchauffe continuerait d'augmenter, toutefois plus lentement.

Pour démontrer cette hypothèse, supposons que la distribution de vitesse dans le film de liquide est semblable à celle qui aurait lieu dans un écoulement monophasique turbulent dont la contrainte de cisaillement à la paroi serait la même. Supposons également que la température à l'interface du côté du liquide est

égale à t_{sat} , tandis que la surchauffe de paroi $\Delta t_{\text{surch}} = t_p - t_{\text{sat}}$ est toujours proche de la différence de température $\Delta t_{\text{conv}} = t_p - \bar{t}$ qui est utilisée pour caractériser le transfert de chaleur en convection forcée, c'est-à-dire, $q'' = h(t_p - \bar{t})$. Ainsi, la condition pour laquelle le transfert de chaleur par conduction devient prédominant peut être déterminée par comparaison entre Δt_{conv} et la surchauffe de paroi Δt_{cond} qui aurait lieu si la chaleur se transférait à travers le film seulement par conduction. La valeur minimale de ces écarts de température correspondra approximativement à la valeur réelle de la surchauffe de paroi.

La surchauffe de la paroi peut être évaluée à partir des relations suivantes :

$$\Delta t_{\text{surch}}^{\text{eval}} = \min(\Delta t_{\text{conv}}, \Delta t_{\text{cond}}) \quad (10)$$

$$\Delta t_{\text{conv}} = \frac{q''d}{Nu \cdot k_l} \quad (11)$$

$$Nu = 0.023 Re_{\text{eq}}^{0.8} Pr^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{lp}} \right)^{0.11} \quad (12)$$

$$Re_{\text{eq}} = \frac{\rho_l v_{\text{eq}} d}{\mu_l} \quad (13)$$

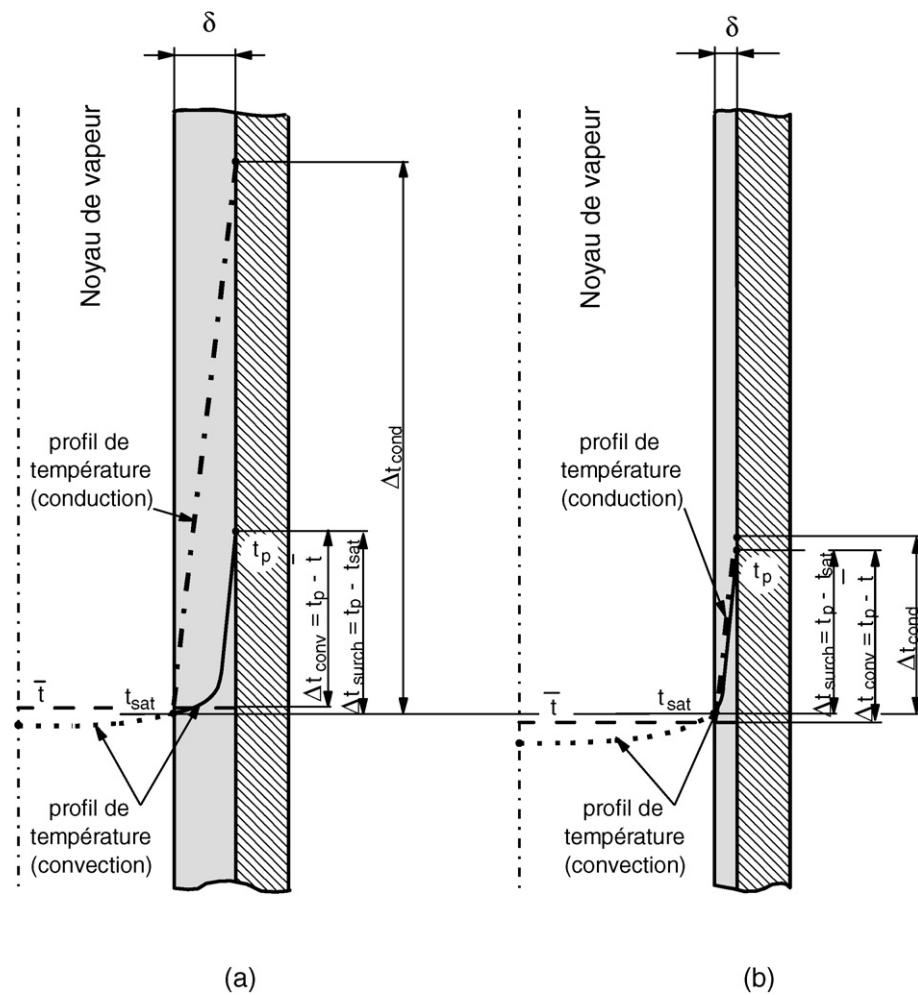


Fig. 4. Transfert de chaleur dans un film de liquide mince.

Fig. 4. Heat transfer in a thin liquid film.

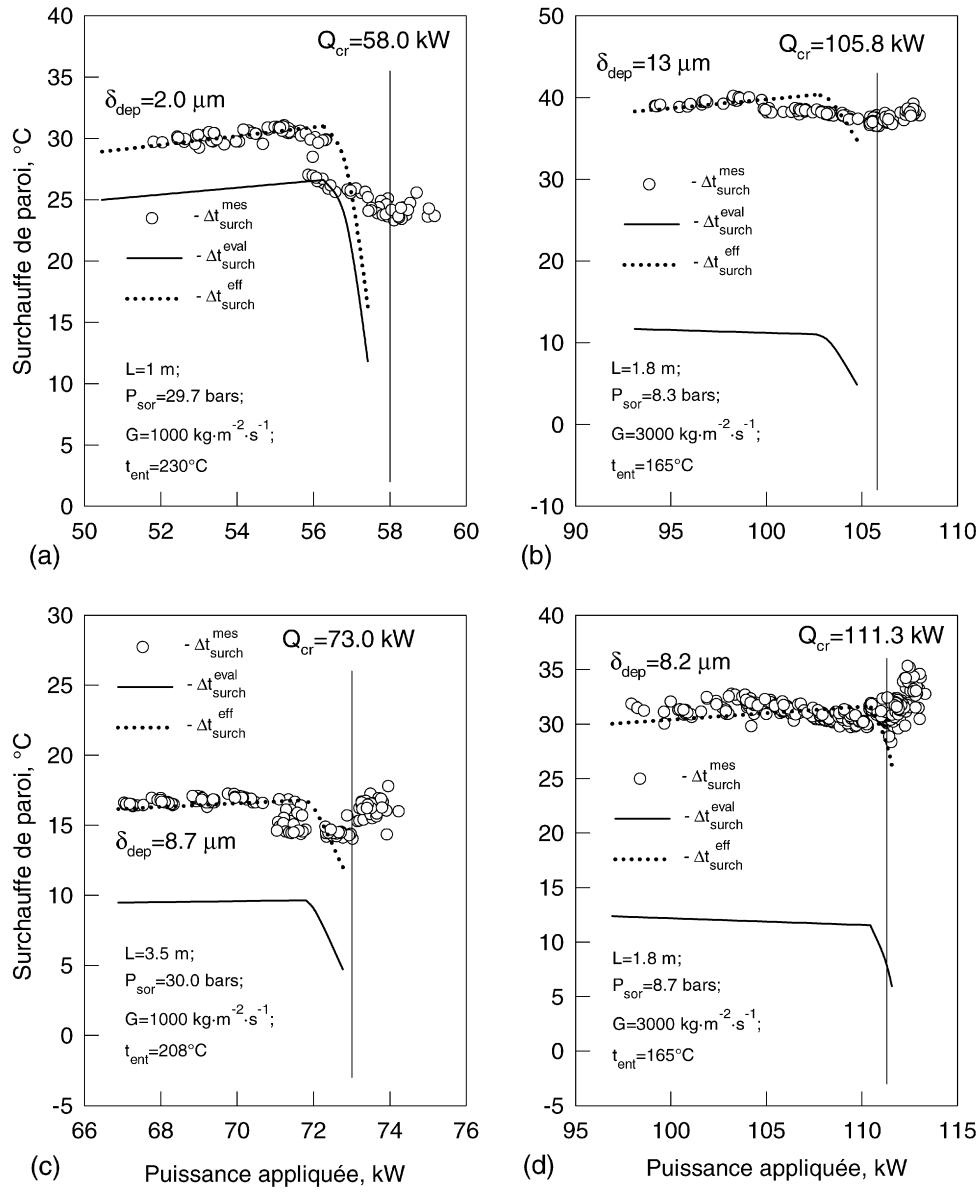


Fig. 5. Surchauffe de paroi mesurée et calculée en fonction de la puissance appliquée.

Fig. 5. Measured and calculated wall superheating as function of the applied power.

$$\Delta t_{\text{cond}} = \frac{q''d}{2k_l} \ln \frac{d}{d - 2\delta_f} \quad (14)$$

où v_{eq} est une vitesse moyenne équivalente d'un écoulement monophasique turbulent dont la contrainte de cisaillement à la paroi est la même que pour l'écoulement annulaire-dispersé. Elle peut être déterminée à partir de la relation de Blasius comme suit :

$$v_{\text{eq}} = (25\tau_p)^{4/7} \left(\frac{d}{\mu_l} \right)^{1/7} \rho_l^{-3/7} \\ = \left[25 \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} \right)_{y=0} \right]^{4/7} \left(\frac{\mu_l}{\rho_l} \right)^{3/7} d^{1/7} \quad (15)$$

Supposons également que, pour des flux de chaleur q'' légèrement moins élevés que le flux de chaleur critique q''_{cr} , tous les paramètres du film à la sortie de la zone chauffée (le dé-

bit de liquide dans le film, son épaisseur, le gradient de vitesse, etc.) peuvent être reliés aux paramètres qui correspondent aux conditions du FCC par les relations suivantes :

$$\Psi(z_{\text{sor}}, q'') = \Psi(z, q''_{\text{cr}}) \quad (16)$$

$$z = L \frac{q''}{q''_{\text{cr}}} \quad (17)$$

où Ψ désigne l'un des paramètres d'écoulement dans le film. Cette supposition simplifie beaucoup la détermination des caractéristiques du film et permet d'utiliser les procédures de calcul déjà développées auparavant.

Les surchauffes de paroi calculées selon cette procédure sont montrées par des lignes solides à la Fig. 5. Avant d'analyser les résultats, remarquons que, dans tous les cas, les surchauffes de paroi évaluées sont moins élevées que celles mesurées. Ce fait est certainement relié au caractère approximatif des modèles

utilisés, mais également à différentes raisons physiques comme les suivantes :

- Le calcul de $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes}}$ (Eq. (1)) est basé sur la température de saturation. Pourtant, cette température est inhérente à l'état d'équilibre thermique entre les phases. Dans les conditions du FCC, le taux d'évaporation sur la surface du film est si élevé que la température à l'interface du côté du liquide devrait être beaucoup plus élevée que t_{sat} . Ainsi, les valeurs réelles de $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes}}$ peuvent être considérablement plus petites.
- Les expériences d'Olekhnovitch et al. [2] ont été effectuées en utilisant des tubes étirés à froid. Après un traitement approprié, leurs paramètres superficiels et dimensionnels sont de loin meilleurs que ceux d'autres types de tubes. Cependant, les tubes étirés à froid ont une caractéristique inhérente : l'excentricité, qui est reliée à la procédure de leur fabrication. Cette excentricité entraîne une non-uniformité importante de la distribution angulaire du flux de chaleur dans le cas du chauffage par l'effet Joule en raison d'une différence significative entre des résistances électriques locales. Ceci peut provoquer une erreur significative dans la détermination de Δt_p (Eq. (2)).
- Les surfaces internes des systèmes bouillants sont couramment couvertes, malgré toutes les précautions, d'une couche de dépôt d'une certaine épaisseur. Cette couche représente une résistance thermique supplémentaire qui entraîne une forte surestimation de $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes}}$.

Toutefois, ces effets ne doivent pas altérer les tendances générales du comportement de la température dans le temps. En plus, l'influence d'une couche de dépôt peut être facilement prise en considération. À la Fig. 5, les surchauffes effectives $\Delta t_{\text{surch}}^{\text{eff}}$, que la paroi aurait si elle était couverte d'une couche de dépôt d'une épaisseur δ_{dep} , sont également présentées par des lignes à traits. L'épaisseur de cette couche hypothétique était calculée à partir de la formule suivante :

$$\delta_{\text{dep}} = \frac{d}{2} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{2k_{\text{dep}}(\Delta t_{\text{surch}}^{\text{mes max}} - \Delta t_{\text{surch}}^{\text{eval}})}{q''d} \right] \right\} \quad (18)$$

Le coefficient de conductivité thermique du dépôt k_{dep} a été posé égal à $1,0 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Les valeurs de δ_{dep} sont indiquées à la Fig. 5.

L'analyse des graphiques présentés à la Fig. 5 démontre que les surchauffes calculées commencent à diminuer rapidement presque aux mêmes puissances pour lesquelles les chutes de température avant le FCC ont été observées. Alors, on peut conclure que ces chutes résultent d'un amincissement important du film de liquide à proximité du FCC. Cependant, cette conclusion ne représente qu'une indication permettant de déduire que le mécanisme responsable de la chute observée de la température de paroi a été correctement déterminé. Le problème consiste en ce que la chute de température avant le FCC est toujours brusque, tandis que la diminution de la surchauffe de paroi en raison d'un amincissement du film, même en étant assez abrupte dans le système des coordonnées ($\Delta t_{\text{surch}}, Q$), peut être assez graduelle dans le temps si la puissance appliquée

augmente lentement. Ainsi, avant le FCC, un certain processus, qui entraîne un amincissement soudain du film de liquide, doit se produire.

On n'analysera pas les processus qui pourraient avoir lieu en aval, hors de la section chauffée (par exemple, le tarissement du film de liquide à cause de l'évaporation due aux pertes de pression). On considérera seulement l'amincissement du film à la fin de la zone chauffée. Dans le cas d'un chauffage uniforme, la diminution de l'épaisseur du film est plus au moins linéaire partout à l'exception d'une région étroite à proximité de la fin du canal chauffé (Fig. 6(a)). Dans cette région, il existe un flux de chaleur axial q''_a dû à la différence de température axiale à l'intérieur de la paroi à la frontière entre la section chauffée et la zone adiabatique. Ainsi, le taux d'évaporation juste à la fin de la zone chauffée est plus faible qu'en amont, ce qui rend la diminution de l'épaisseur du film plus graduelle. Un processus semblable doit également avoir lieu à l'endroit où la surchauffe de paroi commence à baisser à cause de la diminution de l'épaisseur du film. Lorsque la température de paroi se met à décroître, une redistribution du flux de chaleur axial se produit (Fig. 6(b)). Ceci entraîne un changement des taux d'évaporation à cet endroit : une augmentation dans la zone du film de liquide mince et une diminution en amont. En conséquence, le film en aval s'amincit davantage. Ainsi, la diminution de la surchauffe de paroi peut amener la formation d'une légère ondulation, d'une ride, à la surface du film (Fig. 6(b)). De plus, il existe aussi un autre mécanisme qui contribue à la formation de cette ride : la tension superficielle du liquide. Comme on l'a déjà mentionné, pour assurer un flux de vapeur élevé, l'interface du côté du liquide doit avoir une température supérieure à celle de saturation. Plus le flux de chaleur est élevé, plus le flux de vapeur et, par conséquent, la température de l'interface, sont élevés. Alors, à cause de la redistribution du flux de chaleur axial, la tension superficielle en amont de cette ride doit être plus élevée qu'en aval, ce qui attire le liquide vers la crête de la ride. Ainsi, on a une rétroaction positive pour la réorganisation de l'écoulement dans le film de liquide et pour la formation d'une ride sur sa surface.

Cependant, la redistribution de la chaleur transférée de la paroi vers le film entraîne également le changement du champ de température à l'intérieur de la paroi : avec l'augmentation du flux de chaleur axial, la température moyenne dans la région du film mince doit avoir tendance à croître, tandis que la température en amont – à diminuer. Autrement dit, il existe un processus d'autorégularisation de la redistribution du flux de chaleur. De plus, la poussée dynamique de la part du noyau de vapeur empêche aussi le développement excessif de la ride. Ces deux mécanismes représentent une rétroaction négative lors de la formation de la ride. Un équilibre dynamique-thermique peut être atteint et une ride stationnaire, probablement pas très large, mais qui se caractérise par un gradient de température relativement élevé, peut finalement se former. Il est aussi probable que la formation de cette ride débute directement à la sortie de la zone chauffée et se termine à une certaine distance en amont. Lors du déplacement de la ride le long du canal pendant le processus de sa formation, la diminution rapide de la température de paroi dans cette région doit être observée. Qui plus

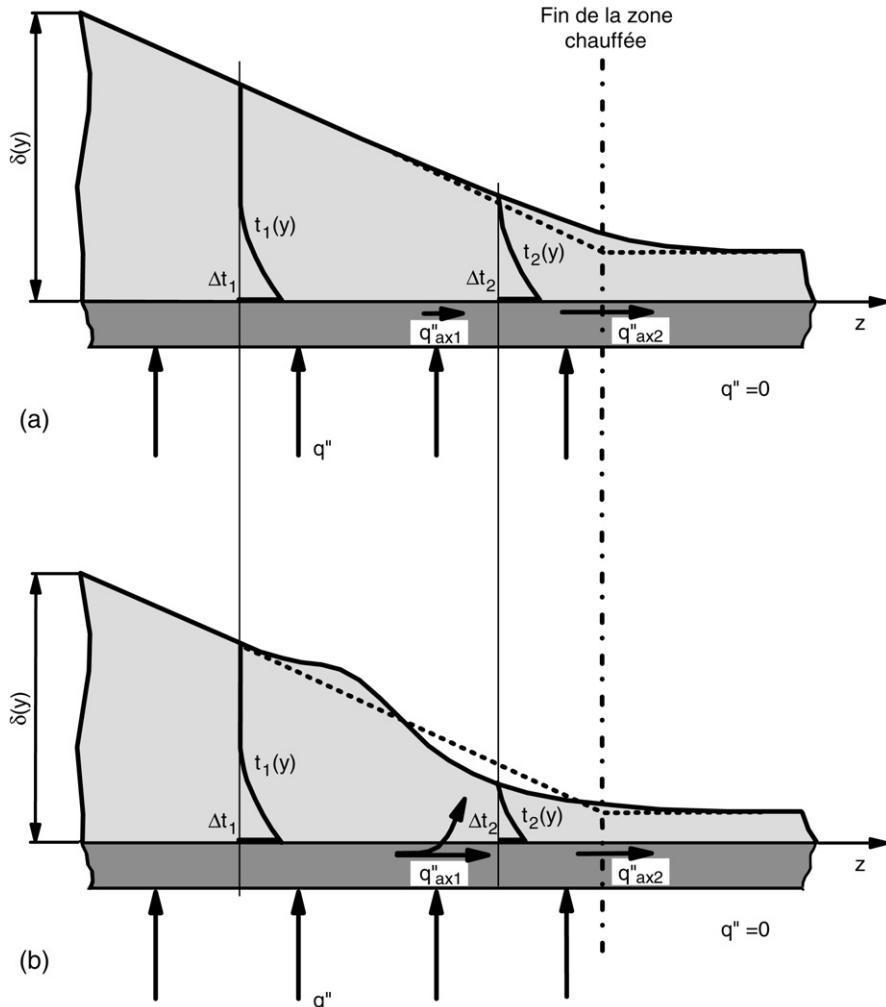


Fig. 6. Formation d'une ride sur la surface du film de liquide.

Fig. 6. Ripple formation on the surface of the liquid film.

est, compte tenu d'une non uniformité légère de la distribution circonférentielle du flux de chaleur en raison d'une excentricité des tubes étirés à froid, la formation de la ride est la plus probable dans la région correspondant à la génératrice de tube où la valeur du flux de chaleur est maximale (Fig. 7). Ceci permet facilement d'expliquer la stabilité du phénomène observé : tous les changements de l'épaisseur du film de liquide dus à des fluctuations du débit dans le film (lesquels, dans le cas de la symétrie angulaire, devraient causer une disparition intermittente de la zone du film mince), peuvent s'effectuer sur le côté opposé du tube. En outre, une telle forme de la zone du film mince explique également le caractère non régulier de l'observation du phénomène de la chute de la température avant le FCC, car la probabilité de le discerner dépend du nombre et des positions des thermocouples sur la paroi du canal chauffé.

Sans vérification expérimentale (malheureusement, quasi irréalisable à l'heure actuelle), ces raisonnements ne présentent que des spéculations abstraites. Cependant, en comparaison avec la conjecture sur le commencement de l'ébullition dans le film de liquide, l'hypothèse sur la formation d'une zone spécifique à un film de liquide à la résistance thermique faible, même

si elle semble être sophistiquée, est plus valide. Elle est non seulement en général approuvée par les expériences (Fig. 5), mais également plus apte à clarifier toutes les particularités observées à l'apparition de la chute de la température de la paroi avant le FCC. Ainsi, cette hypothèse permet d'exclure le commencement de l'ébullition dans le film de liquide des nombreux mécanismes déterminant le FCC. Cette déduction est très importante pour le développement des modèles phénoménologiques. En réalité, si la chute de la température de la paroi avant le FCC se produit en raison de l'ébullition, la probabilité qu'elle puisse causer beaucoup plus souvent la destruction du film et, par conséquent, le FCC prématûr, est très élevée.

3. Conclusion

Le phénomène de la chute de la température de la paroi du canal chauffé peu avant le FCC a été étudié. Deux raisons possibles de ce phénomène : le commencement de l'ébullition dans le film de liquide en écoulement annulaire-dispersé et l'amincissement important du film avant le FCC, ont été analysées. Cette analyse a permis de conclure qu'il est plus probable que

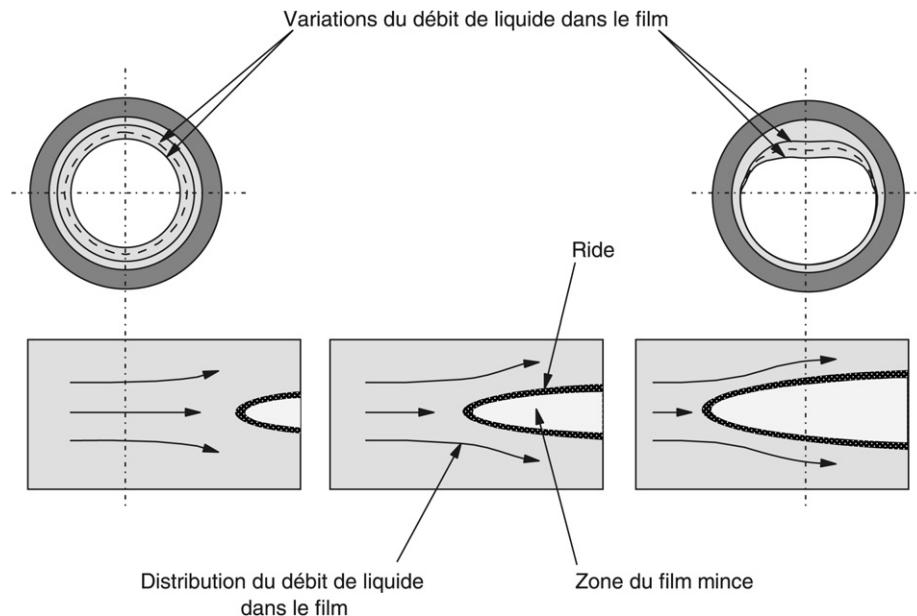


Fig. 7. Distribution du débit de liquide dans le film avant le FCC.

Fig. 7. Liquid flow rate redistribution in the liquid film before the CHF.

cette chute de température est causée par l'amincissement du film de liquide jusqu'à une épaisseur si faible que la conduction thermique devient prédominante. Cette circonstance conditionne la restructuration du film et la formation d'une zone à un film extrêmement mince délimitée par une ride sur la surface du film plus épais. La résistance thermique basse du film de liquide à l'intérieur de cette zone amène la chute de la température de paroi. L'existence d'un tel processus abolit la nécessité de prendre en considération le commencement de l'ébullition dans le film de liquide pour la modélisation du FCC de type d'assèchement.

Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce document a été financé par la Chaire Hydro-Québec en génie nucléaire et par l'Énergie Atomique du Canada Limitée.

Références

- [1] D.R.H. Beattie, K.R. Lawther, An examination of the wall temperature drop phenomenon during approach to flow boiling crisis, in : Heat Transfer 1986, Eighth International Heat Transfer Conference, vol. 5, San Francisco, 1986, pp. 2215–2219.
- [2] A. Olekhnovitch, A. Teyssedou, A. Tapucu, P. Champagne, D.C. Groeneveld, Critical heat flux in a vertical tube at low and medium pressures. Part I. Experimental results, *Nucl. Eng. Des.* 193 (1999) 73–89.
- [3] A. Olekhnovitch, Étude du flux de chaleur critique à des pressions faibles, Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Canada, 1997.
- [4] D.C. Groeneveld, Variation in heat transfer parameters near the dryout location, in : Proceedings of the fifth Canadian Congress of Applied Mechanics, Fredericton, Canada, 1975, pp. 577–578.
- [5] J.C. Collier, J.R. Thome, *Convective Boiling and Condensation*, Clarendon Press, Oxford, 1994.
- [6] C.B. Parsons, E. Brundrett, A combined photographic film thickness and temperature technique for observing dryout, in : G. Hetsroni (Ed.), *Progress in Heat and Mass Transfer*, vol. VI, pp. 365–383.
- [7] P.B. Whalley, *Boiling, Condensation and Gas–Liquid Flow*, Clarendon Press, Oxford, 1987.