

Nouvelle représentation du flux de chaleur critique de type assèchement

Andrei Olekhnovitch*, Alberto Teysedou, Peter Tye

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

(Reçu le 9 avril 1999, accepté le 16 juin 1999)

Résumé — L'analyse des processus physiques ayant lieu en écoulement annulaire-dispersé et conditionnant le flux de chaleur critique (FCC) de type d'assèchement a été effectuée. On a montré que le nombre de variables décrivant le phénomène critique peut être réduit à l'aide de l'introduction d'un nouveau paramètre : la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu L_{and} . La représentation des données sur le FCC dans le plan des coordonnées $(L_{\text{and}}, q''_{\text{cr}})$ a montré que la dispersion des points autour des lignes de lissage est considérablement réduite par rapport à la présentation traditionnelle du flux de chaleur critique en fonction du titre thermodynamique à la sortie de la section chauffée. © 2000 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

flux de chaleur critique / assèchement / titre thermodynamique / longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu

Abstract — **New representation of the dryout type critical heat flux.** An analysis of the physical processes taking place under conditions of dispersed-annular flow which govern dryout type critical heat flux (CHF) has been carried out. It has shown that the number of variables needed to describe the critical phenomena can be reduced by the introduction of a new parameter: the length over which dispersed-annular flow occurs L_{and} . The representation of the CHF data in terms of the coordinate system $(L_{\text{and}}, q''_{\text{cr}})$ has shown that the scatter of the data around the resulting regressions is considerably less than that obtained for the traditional representation of the CHF as a function of the thermodynamic quality at the end of the heated length. © 2000 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

critical heat flux / dryout / thermodynamic quality / dispersed-annular flow length

Nomenclature

d	diamètre	m
G	vitesse massique	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$
h	enthalpie	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
h_{lv}	chaleur latente de vaporisation	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
Δh_{sre}	sous-refroidissement à l'entrée	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
L	longueur	m
P	pression	Pa
q''	flux de chaleur	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
Q	puissance thermique	W
W	débit massique	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$
We	nombre de Weber	
x	titre thermodynamique	

Symboles grecs

ρ	masse volumique	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
--------	---------------------------	-------------------------------

σ	tension superficielle	$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$
----------	---------------------------------	------------------------------

Indices

and	annulaire-dispersé
cr	critique
ent	entrée
f	film de liquide
l	liquide
sor	sortie
v	vapeur

1. INTRODUCTION

L'un des paramètres les plus importants du transfert de chaleur dans les conditions d'ébullition est le flux de chaleur critique qui indique d'une façon générale une situation dans laquelle une détérioration du mécanisme de transfert de chaleur a lieu due à la perte du contact entre la paroi chauffée et le liquide. Dans les systèmes

* Correspondance et tirés à part.
 anolek@meca.polymtl.ca

où l'on contrôle le flux de chaleur à la paroi, cette détérioration entraîne une augmentation substantielle de la température de l'élément chauffant et peut amener à sa destruction.

Le phénomène de FCC est gouverné, en général, par des processus de transfert de masse et de chaleur dans l'écoulement diphasique. C'est seulement après avoir adéquatement décrit ces processus qu'on peut espérer créer un modèle physique fiable du flux de chaleur critique. Actuellement, ces problèmes ne sont pas encore résolus. Mais il est évident qu'au moins pour des tubes chauffés uniformément, ces processus sont caractérisés par des paramètres globaux de l'écoulement (la pression P , la vitesse massique G), par la géométrie de la conduite (la longueur L , le diamètre d ou des dimensions caractéristiques, la rugosité de la paroi, etc.), par la température du liquide ou le sous-refroidissement à l'entrée Δh_{sre} et par le flux de chaleur q'' . Ainsi, même en ignorant les mécanismes internes qui ont lieu dans l'écoulement, une corrélation reliant le FCC et ces paramètres peut être développée. Si l'on ne tient pas compte de l'influence faible de certains paramètres tels que l'épaisseur, le matériau et la rugosité de la paroi, le FCC pour des tubes chauffés uniformément peut être représenté avec la fonction suivante :

$$q''_{cr} = f(P, G, \Delta h_{sre}, L, d) \quad (1)$$

Cependant, puisque ces paramètres ne reflètent les processus de transfert de masse et de chaleur que d'une façon indirecte, cette corrélation établit seulement des relations quantitatives, purement mathématiques, entre le flux de chaleur critique et les paramètres sélectionnés. C'est pourquoi, l'extrapolation de cette corrélation à des cas plus complexes (chauffage non-uniforme, géométries complexes, etc.) n'est en générale pas possible.

Une meilleure représentation du FCC peut être obtenue en utilisant certains paramètres d'écoulement qui régissent le FCC ou, au moins, qui sont affectés par les mêmes mécanismes physiques que le phénomène critique. L'un de tels paramètres, le plus souvent utilisé pour l'analyse du FCC, est le titre thermodynamique à la sortie de la zone chauffée :

$$x_{cr} = \frac{h_{1\text{ ent}} + Q/W - h_1(P_{sor})}{h_{1v}(P_{sor})}$$

On suppose habituellement que pour des tubes chauffés uniformément, le flux de chaleur critique ne dépend que de P , G , d et x , tandis que la longueur chauffée n'influence presque pas le FCC (l'hypothèse locale). Ceci permet de diminuer le nombre de paramètres apparaissant dans la corrélation pour le flux de chaleur

critique et d'utiliser pour un diamètre donné la méthode de table des valeurs des FCC [1]. Les résultats de certaines études sur le flux de chaleur critique (par exemple, [2–4]) montrent pourtant que, dans certaines conditions, le FCC dépend de la longueur chauffée d'une manière substantielle et ainsi l'hypothèse locale n'est pas valide. Bien sûr, les données obtenues peuvent être corrélées séparément pour chaque longueur de la section chauffée. Cette corrélation comportera le même nombre de paramètres (P , G , x_{cr} , L , d) que celle donnée par l'équation (1). Cependant, l'incertitude sur la détermination du titre thermodynamique est plus élevée que celle de Δh_{sre} . Ce dernier fait rend la représentation du FCC dans les coordonnées (x_{cr}, q''_{cr}) moins attrayante que celle qui utilise les coordonnées $(\Delta h_{sub}, q''_{cr})$.

2. NOUVELLE REPRÉSENTATION DU FCC

Récemment, pour l'analyse du FCC à des pressions faibles, Olekhovitch et al. [4] ont introduit la notion de la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu, L_{and} . L'essentiel de cette représentation du FCC est le suivant. Supposons que dans les conditions d'un écoulement annulaire-dispersé le phénomène critique se conditionne toujours par l'assèchement du film de liquide sur la paroi dû à l'évaporation. Alors, en ignorant le changement de la pression le long de la section chauffée, la condition du tarissement du film à la sortie du canal peut être écrite sous la forme suivante (*figure 1*) :

$$\pi d L_{and} q''_{cr} = h_{1v}(P_{sor})(W_{f0} + \Delta W_f) \quad (2)$$

où

L_{and} — la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu ;

W_{f0} — le débit massique du film liquide au point où l'écoulement annulaire-dispersé se forme ;

ΔW_f — le changement total du débit du film le long de L_{and} causé par de diverses raisons mécaniques :

- arrachement mécanique de gouttelettes de la surface du film par le flux de vapeur dans le noyau ;
- précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur ;
- éjection de gouttelettes du film due à la précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur ;
- éjection de gouttelettes due à l'ébullition.

La formation de l'écoulement annulaire-dispersé adiabatique a lieu à un certain taux de vide ou à un certain titre d'écoulement qui dépendent de la pression et de la vitesse massique. Le débit massique du film de liquide au

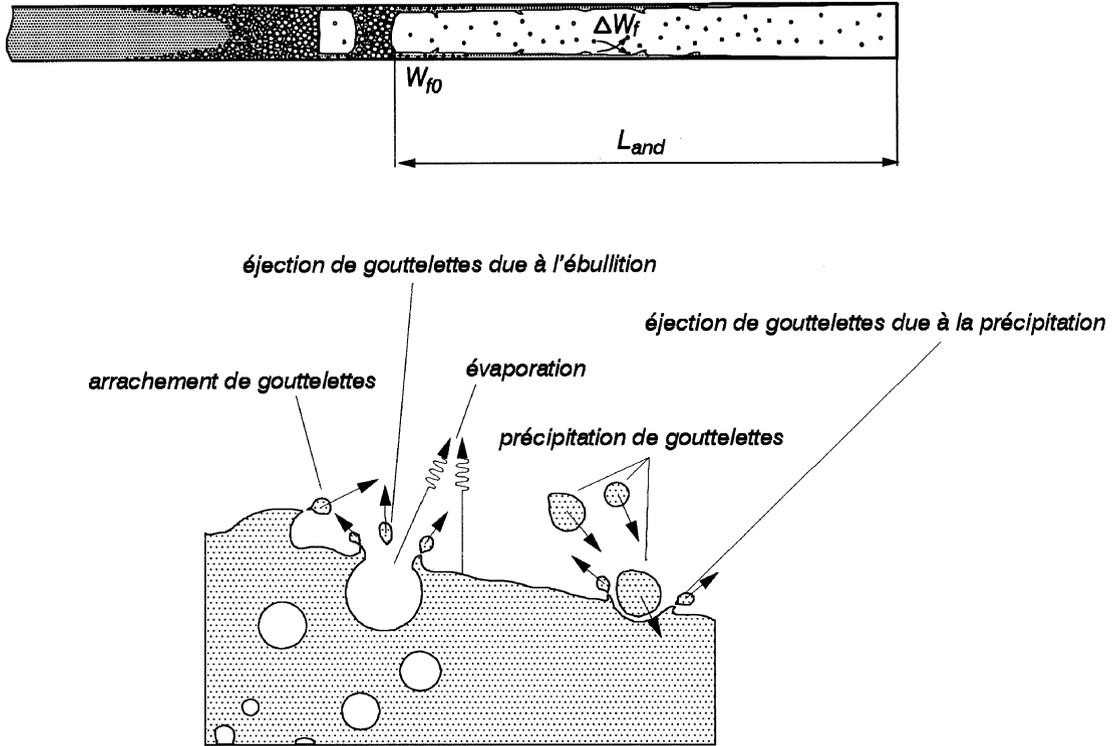


Figure 1. Paramètres et mécanismes principaux du transfert de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide.
Figure 1. Principal parameters and basic mechanisms of the mass transfer between the vapour core and the liquid film.

point de la formation de cet écoulement se détermine également par les mêmes paramètres : P et G . Dans le cas des écoulements non-adiabatiques, le développement de l'écoulement annulaire-dispersé peut être affecté par la génération de la vapeur sur la paroi chauffée et par l'entraînement du liquide de la paroi vers le centre du canal par les bulles de vapeur en aval du point de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé. L'intensité de génération de vapeur est directement reliée au flux de chaleur. Par conséquent, on peut postuler que pour les écoulements non-adiabatiques, le débit massique W_{f0} dépend de la pression, de la vitesse massique, ainsi que du flux de chaleur :

$$W_{f0} = f_1(G, P, q''_{cr})$$

L'intensité du transfert mécanique de masse entre le film liquide sur la paroi et le noyau de vapeur se conditionne par de nombreux facteurs. L'intensité de chaque processus mentionné ci-dessus peut probablement être représentée par une fonction de tous les paramètres locaux de l'écoulement. Il est pourtant clair que pour une pression, une vitesse massique et une longueur L_{and} don-

nées, ce sont le flux de chaleur et le débit massique W_{f0} qui sont les principaux paramètres influençant ce transfert de masse. Par exemple, l'intensité de la précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur sur le film et, par conséquent, l'intensité de l'éjection de gouttelettes due à cette précipitation sont déterminées par les forces exercées sur les gouttelettes de la part de la phase vapeur. Mais à partir du début de l'écoulement annulaire-dispersé, ce ne sont que le flux de chaleur, qui régit les conditions hydrodynamiques dans le noyau et surtout la vitesse locale de la vapeur, et le flux de vapeur transversal, qui peut empêcher les gouttelettes de se déposer sur le film. L'arrachement mécanique de gouttelettes du film liquide dépend également de la vitesse de vapeur ainsi que du débit massique dans le film. Ce dernier est directement relié au débit initial W_{f0} et à l'intensité de l'évaporation du film et donc au flux de chaleur. Finalement, l'intensité de l'éjection de gouttelettes due à l'ébullition, si elle a lieu dans le film, ne dépend que du flux de chaleur. En généralisant ces raisonnements, le changement total du débit du film le long de L_{and} peut être défini par la relation suivante :

$$\Delta W_f = f_2(G, P, L_{and}, q''_{cr})$$

L'équation (2) peut alors être écrite sous la forme fonctionnelle suivante :

$$\pi d L_{\text{and}} q_{\text{cr}}'' = h_{\text{lv}} [f_1(P, G, q_{\text{cr}}'') + f_2(P, G, L_{\text{and}}, q_{\text{cr}}'')]$$

Ainsi,

$$q_{\text{cr}}'' = f(P, G, d, L_{\text{and}})$$

Néanmoins, la longueur L_{and} ne peut être déterminée que par l'intermédiaire du titre critique. À partir du bilan thermique, on obtient pour cette longueur la relation suivante :

$$L_{\text{and}} = \frac{G h_{\text{lv}} (x_{\text{cr}} - x_{\text{and}}) d}{4 q_{\text{cr}}''}$$

où x_{and} est un titre thermodynamique correspondant au début d'un écoulement annulaire-dispersé. Il peut sembler que cette définition de L_{and} sous-entend un passage à une étape suivante où le FCC serait représenté en fonction du titre critique, c'est-à-dire sous une forme traditionnelle : $q_{\text{cr}}'' = f(P, G, x_{\text{cr}}, d)$. Pourtant, cette transformation fonctionnelle serait déjà superflue. En réalité, après avoir substitué l'expression pour L_{and} dans l'équation (2) on obtient :

$$x_{\text{cr}} = x_{\text{and}} + \frac{4}{\pi d^2 G} (W_{\text{f0}} + \Delta W_{\text{f}}) \quad (3)$$

Cette équation représente par essence la condition de l'assèchement de la paroi et par conséquent, la condition nécessaire de l'apparition du FCC. D'après l'équation (3), le titre critique et le FCC sont reliés uniquement d'une façon indirecte. Ce fait à lui seul peut compliquer le problème de la représentation du FCC en fonction du titre. Il est intéressant de noter que si x_{and} , W_{f0} et ΔW_{f} sont indépendants du flux de chaleur, le titre critique cesse d'être une fonction de q_{cr}'' . On aboutit alors au concept du titre-frontière [5] pour lequel la notion du FCC perd son sens. Une autre raison encore plus déterminante pour ne pas utiliser la forme $q_{\text{cr}}'' = f(P, G, x_{\text{cr}}, d)$ est que le titre critique doit également satisfaire au bilan thermique qui est valide indépendamment du fait que le phénomène critique ait lieu ou non :

$$x_{\text{cr}} = \frac{1}{h_{\text{lv}}} \left(\frac{4\pi L q_{\text{cr}}''}{G d} - \Delta h_{\text{sre}} \right)$$

Cette deuxième condition nous amène à la conclusion que la relation entre le FCC et le titre critique doit, dans un cas général, inclure soit la longueur chauffée, soit le sous-refroidissement à l'entrée. Ainsi, les données sur le flux de chaleur critique doivent être corrélées plutôt dans le système des coordonnées $(L_{\text{and}}, q_{\text{cr}}'')$ que dans celles $(x_{\text{cr}}, q_{\text{cr}}'')$.

La détermination de la longueur L_{and} demande la connaissance du titre thermodynamique x_{and} correspondant au début d'un écoulement annulaire-dispersé. Pour déterminer ce titre on peut utiliser la corrélation proposée par Levitan et Borevskiy [6] :

$$x_{\text{and}} = (2,7 \pm 0,3) We_{\text{f}}^{-0,25} \left(\frac{\rho_{\text{l}}}{\rho_{\text{v}}} \right)^{-0,33} \quad (4)$$

où $We_{\text{f}} = G^2 d / \rho_{\text{v}} \sigma$ est le nombre de Weber du film tel qu'il a été défini par les auteurs. Cette corrélation est basée sur une grande banque de données obtenues par une étude holographique des écoulements diphasiques adiabatiques. Levitan et Orlova [7] ont également recommandé l'utilisation de cette corrélation pour des écoulements non-adiabatiques.

Pour cette analyse, on a supposé que la pression ne changeait pas le long de la section chauffée et qu'elle était égale à celle de sortie. Les pertes de pression qui sont normalement très élevées à des pressions faibles peuvent être prises en considération si le titre x_{and} est référé à la pression d'entrée (pour simplifier, on suppose que les pertes de pression en amont du point du début de l'écoulement annulaire-dispersé sont négligeables). En écrivant les bilans thermiques pour la région en amont de x_{and} et pour toute la zone chauffée on obtient :

$$x_{\text{and}} h_{\text{lv}}(P_{\text{ent}}) = h_{\text{l ent}} + \frac{4 q_{\text{cr}}'' [L - L_{\text{and}}(P_{\text{ent}})]}{G d} - h_{\text{l}}(P_{\text{ent}})$$

$$x_{\text{cr}} h_{\text{lv}}(P_{\text{sor}}) = h_{\text{l ent}} + \frac{4 q_{\text{cr}}'' L}{G d} - h_{\text{l}}(P_{\text{sor}})$$

La combinaison de ces deux équations nous permet d'écrire pour L_{and} la relation suivante :

$$L_{\text{and}}(P_{\text{ent}}) = G d \left\{ x_{\text{cr}} h_{\text{lv}}(P_{\text{sor}}) - x_{\text{and}} h_{\text{lv}}(P_{\text{ent}}) - [h_{\text{l}}(P_{\text{ent}}) - h_{\text{l}}(P_{\text{sor}})] \right\} / (4 q_{\text{cr}}'')$$

Dans ce cas, pour le calcul de x_{and} , des propriétés physiques correspondant à la pression d'entrée doivent être utilisées.

Le FCC pour un tube de diamètre de 8 mm chauffé uniformément à des pressions faibles (de 0,5 à 3 MPa) est présenté à la *figure 2* en fonction du titre thermodynamique pour des pressions à la sortie et des vitesses massiques données. La *figure 3* représente le flux de chaleur critique en fonction de $L_{\text{and}}(P_{\text{ent}})$ pour les mêmes pressions et vitesses massiques. On peut voir que contrairement à la représentation traditionnelle du FCC en fonction du titre, la représentation dans le système des coordonnées $(L_{\text{and}}, q_{\text{cr}}'')$ permet de regrouper les points expérimentaux, réduire la dispersion des points et assurer

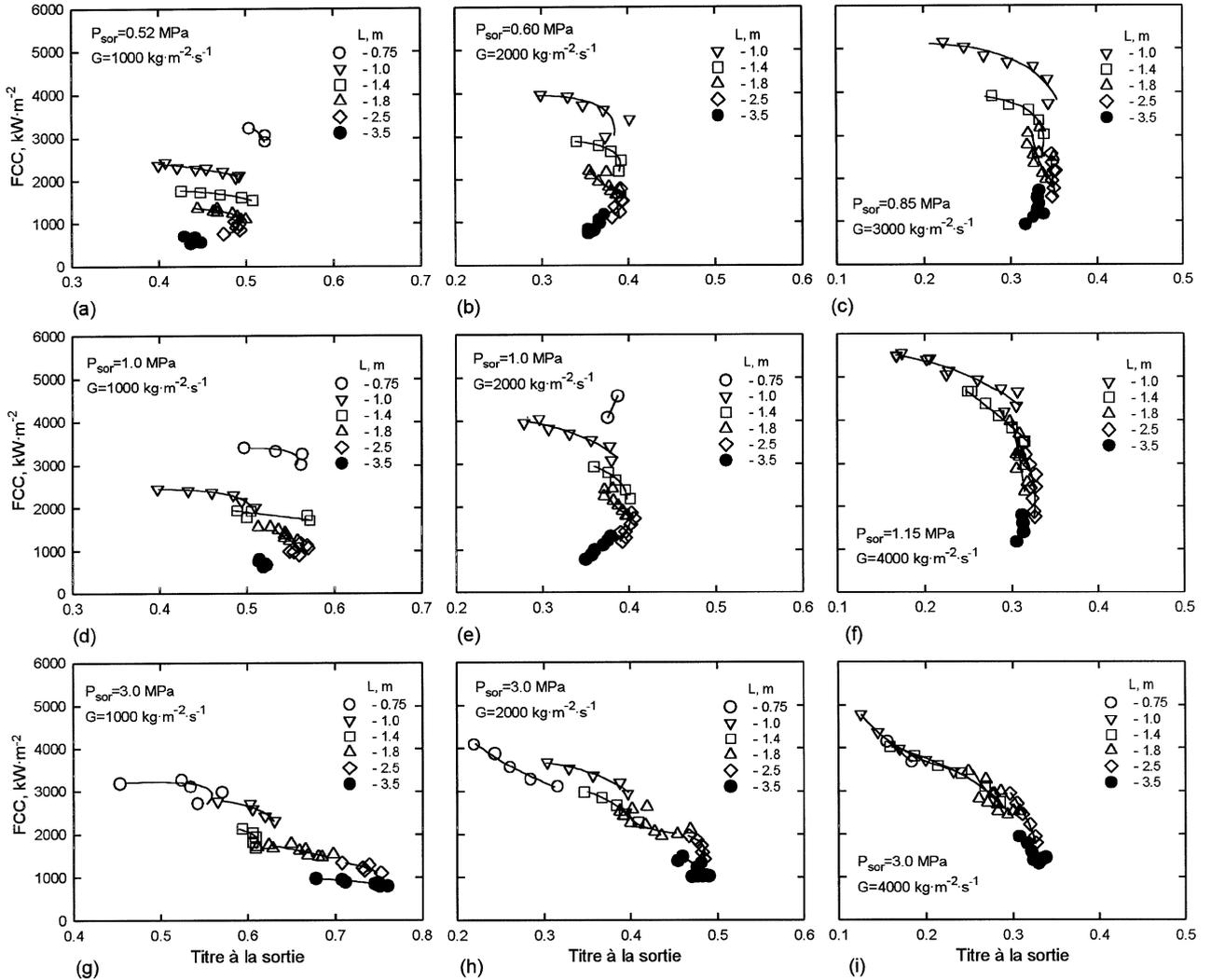


Figure 2. FCC en fonction du titre thermodynamique (pressions faibles).

Figure 2. CHF as a function of the thermodynamic quality (low pressures).

presque partout un bon chevauchement des données correspondant aux longueurs chauffées différentes.

Cependant, l'analyse de la *figure 3* met en évidence le fait que, pour des pressions très faibles ($P \leq 1$ MPa) et des longueurs chauffées courtes ($L \leq 1,8$ m), une certaine stratification des lignes de lissage correspondant à des longueurs différentes a quand même lieu. Olekhovitch et al. [4] ont montré que ce fait est relié à l'utilisation d'un x_{and} indépendant du flux de chaleur [l'équation (4)] pour la détermination de L_{and} et ont proposé une expression modifiée pour ce titre. Ceci a permis de diminuer considérablement la dispersion des points.

Jusqu'à présent, il ne s'agissait que des données expérimentales obtenues à des pressions faibles. Afin de vérifier la validité des raisonnements ci-dessus à des pressions plus élevées, certaines données de Zenkevitch et al. [2] pour des pressions $P > 10$ MPa ont été analysées. Le FCC en fonction du titre thermodynamique pour des tubes à des diamètres différents et d'une longueur de 1 à 6 m est présenté à la *figure 4*. On peut voir que les tendances observées pour des pressions faibles — une dispersion des points élevée, surtout à des vitesses massiques faibles — sont également caractéristiques pour des hautes pressions.

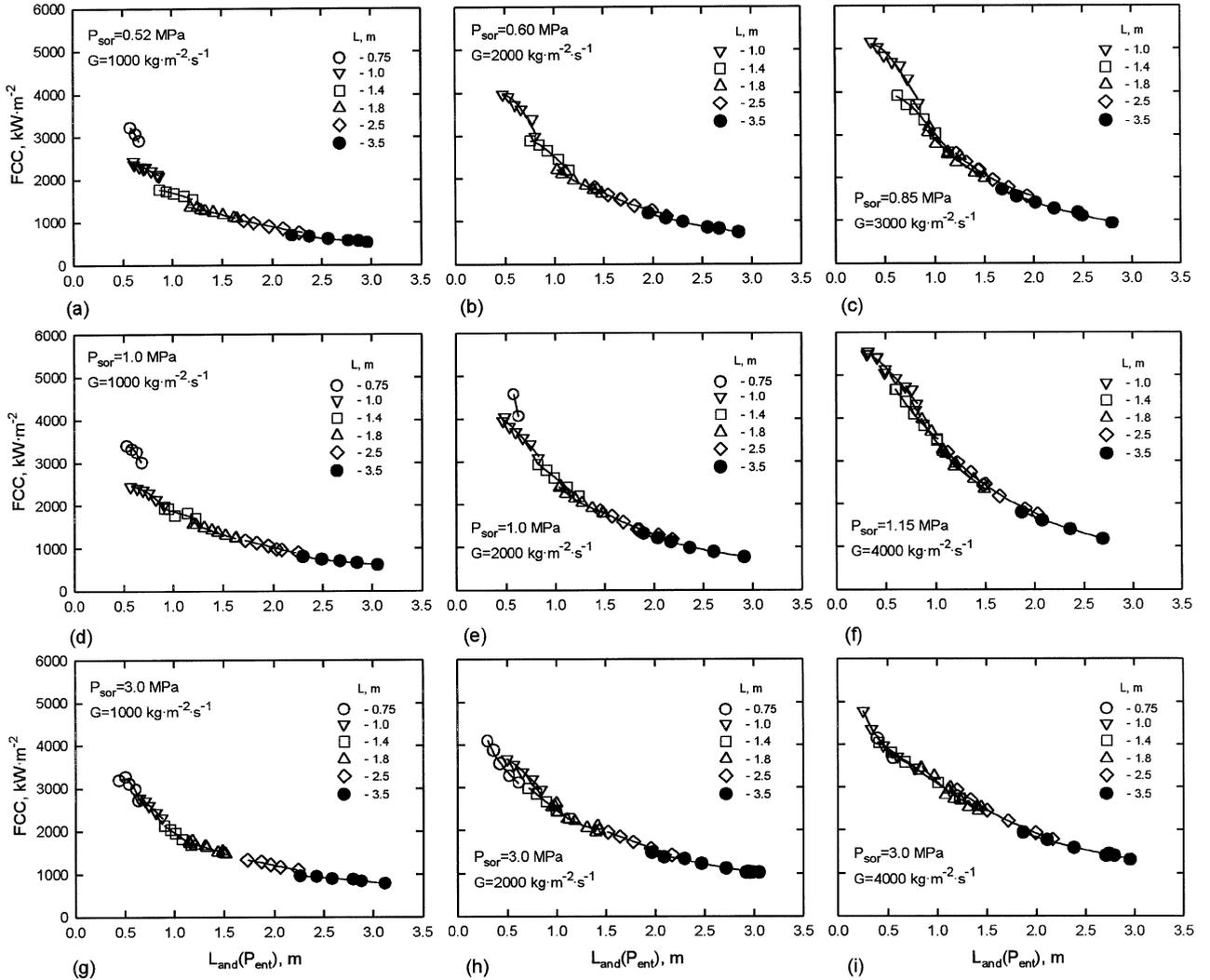


Figure 3. CHF en fonction de $L_{\text{and}}(P_{\text{ent}})$ (pressions faibles).
Figure 3. CHF as a function of $L_{\text{and}}(P_{\text{ent}})$ (low pressures).

La figure 5 représente les mêmes données dans le système des coordonnées $(L_{\text{and}}, q_{\text{cr}}'')$. Les valeurs du FCC correspondant à des valeurs négatives de L_{and} y sont également présentées. Ceci a été fait dans le but d'analyser les tendances des données expérimentales sur la frontière et au-dehors de la région de l'écoulement annulaire-dispersé. La comparaison des figures 4 et 5 montre clairement que la représentation des données expérimentales dans le plan des coordonnées $(L_{\text{and}}, q_{\text{cr}}'')$ a un avantage sur celle dans $(x_{\text{cr}}, q_{\text{cr}}'')$ également pour des pressions élevées. De plus, l'absence d'une particularité quelconque dans la région des longueurs L_{and} proches

de zéro et même négatives montre la possibilité d'utilisation de cette approche pour d'autres régimes d'écoulement.

Outre le fait qu'une relation fonctionnelle fiable doit avoir lieu entre le FCC et le paramètre choisi, ce dernier devrait tout au moins permettre de bien révéler l'influence sur le FCC d'autres paramètres d'écoulement : P , G , d . Il est connu [3, 4] que lorsque le FCC est présenté en fonction du titre thermodynamique, l'influence de ces paramètres est très complexe. Par exemple, pour des titres faibles, le FCC augmente d'abord avec la pression et, ensuite, commence à diminuer. Pour des titres

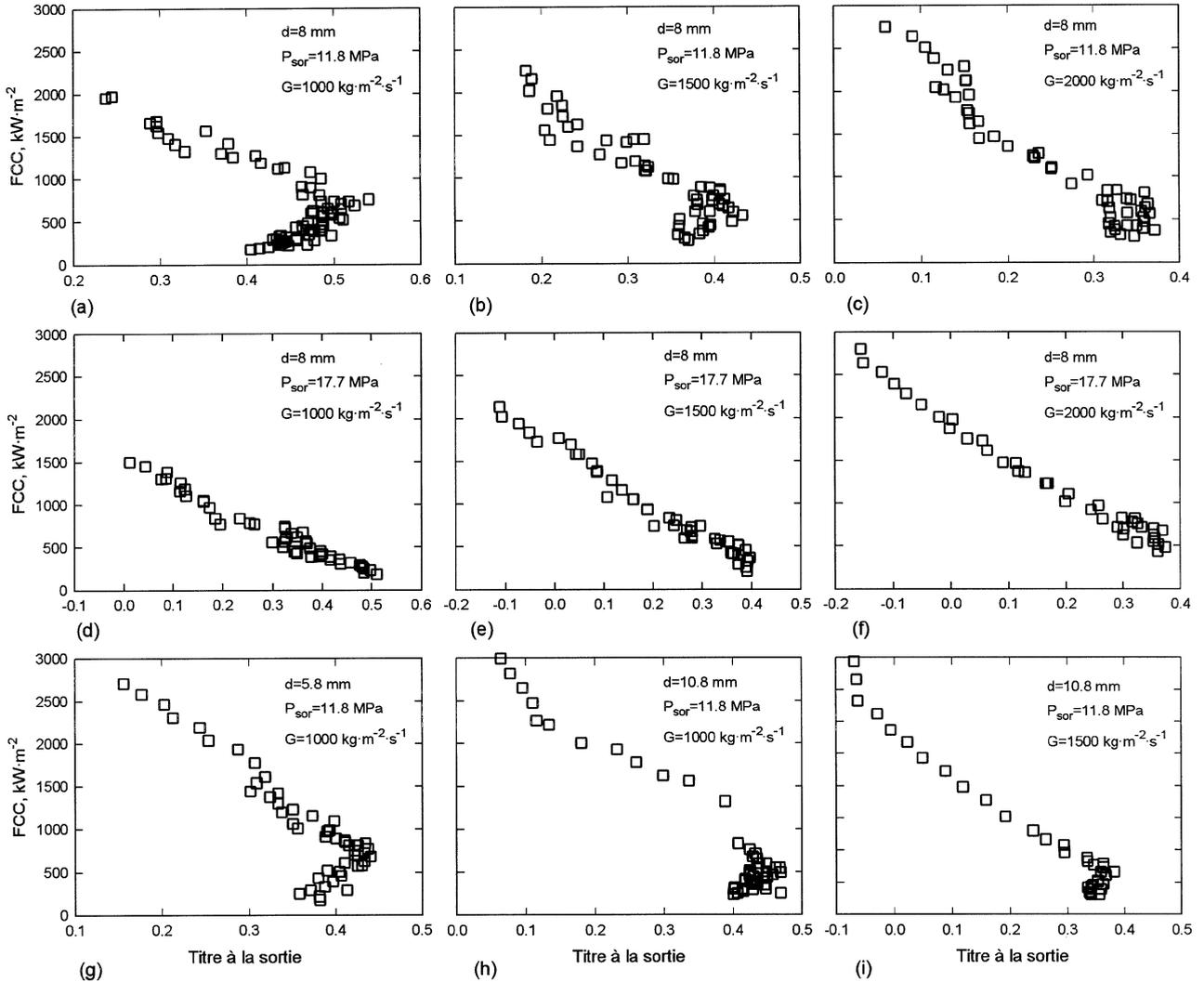


Figure 4. FCC en fonction du titre thermodynamique (pressions élevées).

Figure 4. CHF as a function of the thermodynamic quality (high pressures).

élevés, le FCC diminue toujours avec une augmentation de la pression. Bien que la *figure 6(a)*, où le FCC est présenté pour trois pressions différentes, ne confirme pas cette règle, elle montre au moins la complexité d'une prédiction correcte de l'influence de la pression : pour $x \approx 0,5$, le FCC est à peu près égal pour $P = 11,8$ et $P = 17,7$ MPa, mais presque dix fois moins que pour $P = 3,0$ MPa. Dès qu'on présente le FCC en fonction de L_{and} , la situation change complètement (*figure 6(b)*).

L'utilisation des tables des valeurs du FCC [1] permet bien sûr de refléter l'influence de la pression et de la vitesse massique d'une manière plus ou moins correcte

pour n'importe quel caractère de leur effet. Pourtant, l'influence du diamètre ne peut être décrite qu'à l'aide d'un facteur de correction (ne considérons pas une possibilité théorique de la création d'une série de tables pour de différents diamètres : la table [1] contient quelque 9 000 valeurs du FCC pour un seul diamètre (8 mm) ; pour la création des tables d'une même qualité mais couvrant quatre diamètres il faudrait avoir 36 000 valeurs du FCC, tandis que le nombre total des données mondiales sur le FCC n'excède probablement pas 35 000). Plusieurs approches différentes ont été proposées pour tenir compte de l'effet du diamètre sur le FCC. Cependant, d'après Groeneveld

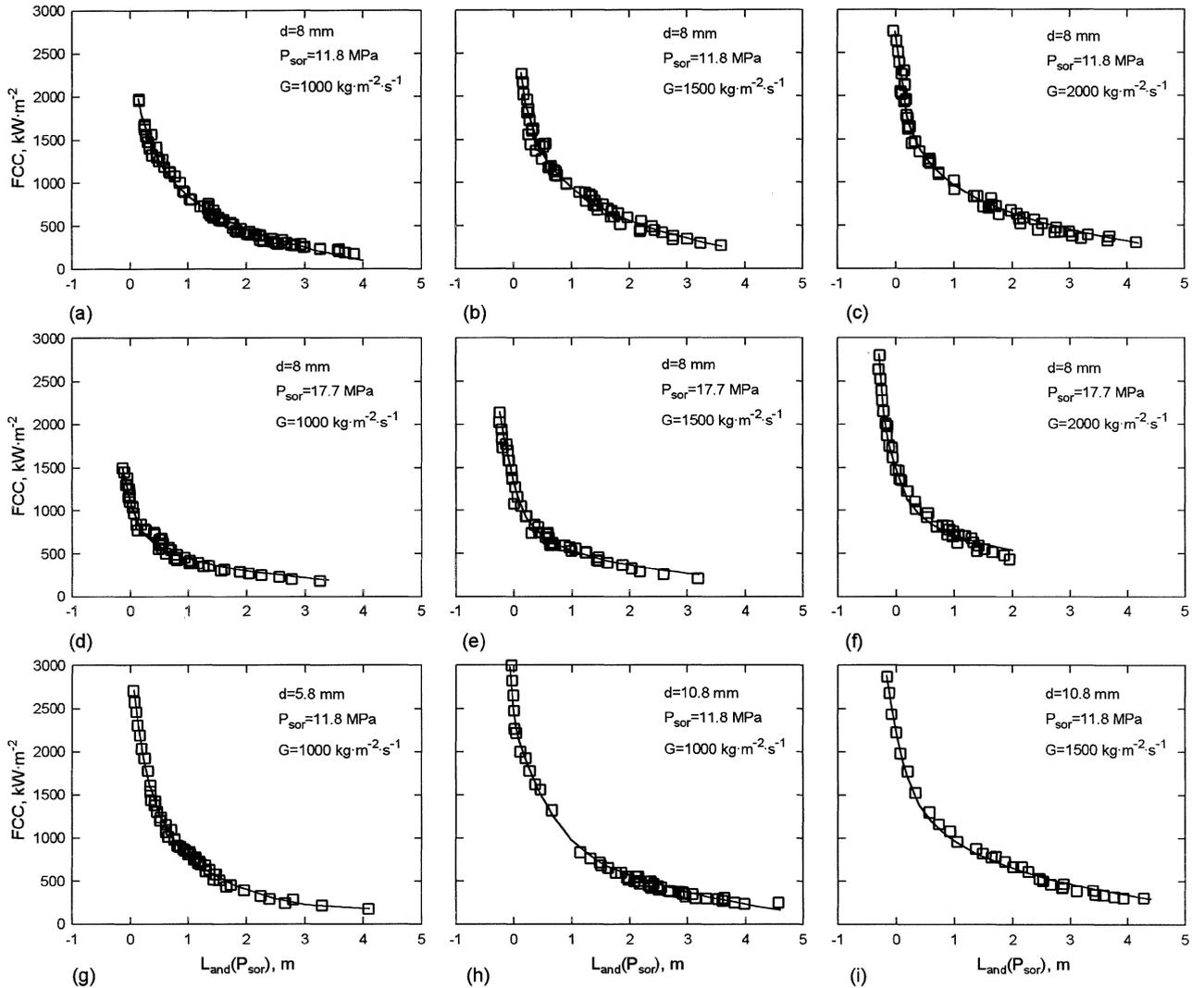


Figure 5. FCC en fonction de $L_{\text{and}}(P_{\text{sor}})$ (pressions élevées).

Figure 5. CHF as a function of $L_{\text{and}}(P_{\text{sor}})$ (high pressures).

et al. [1], aucun des facteurs de correction proposés ne peut être considéré comme tout à fait satisfaisant. La *figure 7(a)* montre le FCC en fonction du titre pour une pression et une vitesse massique données, mais pour des diamètres différents. On peut voir que si, pour des titres faibles, il existe une certaine stratification des points correspondant à des diamètres différents, pour $x \approx 0,4$, il n'y a qu'un nuage étendu des points expérimentaux, lesquels ne peuvent pas être en principe corrélés en utilisant seulement une fonction du diamètre et du titre. Dans ce cas, on perd tout l'avantage de la table des valeurs du FCC.

L'introduction de la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu permet également de résoudre ce problème en mettant en ordre les données expérimentales correspondant à des diamètres différents (*figure 7(b)*). De plus, l'analyse de l'équation (2) amène à conclure que ce n'est pas la vitesse massique, mais plutôt le débit massique qui devrait être utilisé pour la comparaison des FCC à de différents diamètres. La *figure 8(b)* représente le FCC en fonction de L_{and} pour un débit massique presque constant. On peut voir que, en première approximation, il est même possible de conclure que le FCC ne dépend presque pas du diamètre. Notons que

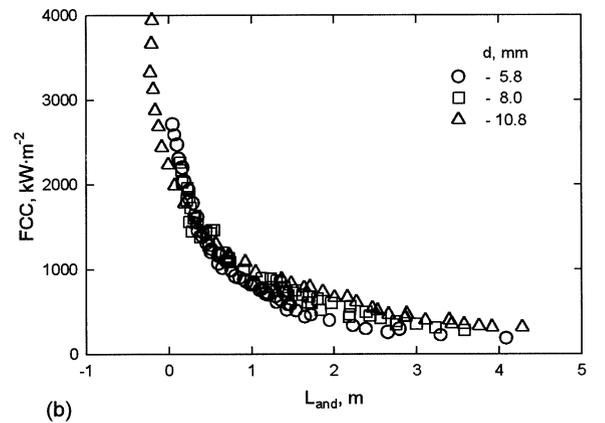
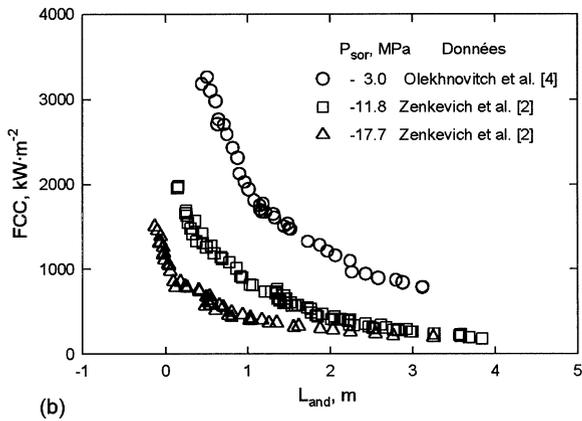
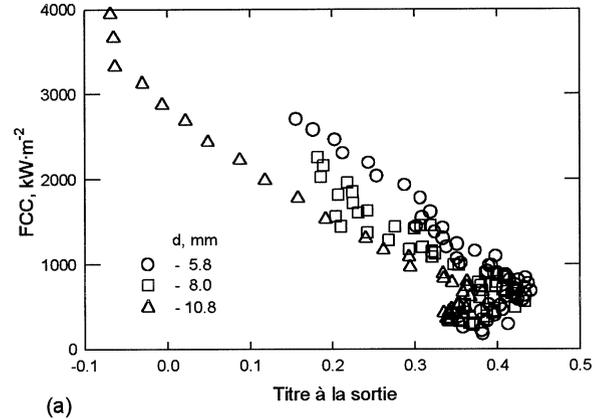
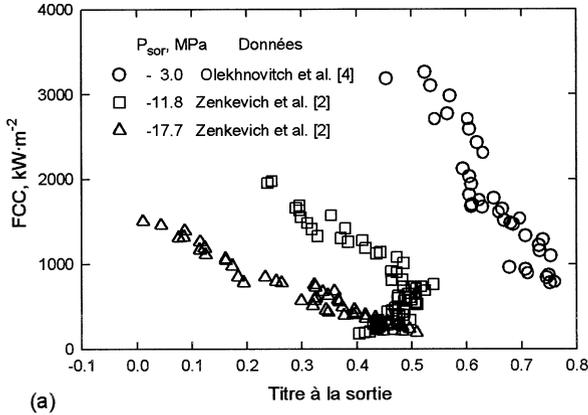


Figure 6. FCC à des pressions différentes ($d = 8 \text{ mm}$, $G = 1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

Figure 6. CHF for different pressures ($d = 8 \text{ mm}$, $G = 1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

Figure 7. FCC à des diamètres différents ($P = 11,8 \text{ MPa}$, $G = 1500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

Figure 7. CHF for different diameters ($P = 11.8 \text{ MPa}$, $G = 1500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

le même remplacement dans le cas de la représentation (x_{cr} , q''_{cr}) ne produit aucune amélioration significative (figure 8(a)). La faible influence du diamètre observée dans le système des coordonnées (L_{and} , q''_{cr}) permet de faciliter considérablement le développement d'une corrélation pour le FCC.

3. CONCLUSION

Présentement, il existe quelques approches de la représentation du flux de chaleur critique. On le présente habituellement en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ou en fonction du titre thermodynamique à la sortie de la zone chauffée. La première représentation est par essence une tentative de corrélérer les données expérimentales à partir de tous les paramètres déterminant l'état

du système au moment du FCC. Cependant, il est clair que le meilleur résultat ne peut être atteint qu'en utilisant certains paramètres d'écoulement qui déterminent physiquement le FCC ou qui se conditionnent par les mêmes mécanismes physiques que le phénomène critique en permettant ainsi de diminuer le nombre de liaisons physiques dans la corrélation finale. L'analyse des processus physiques ayant lieu en écoulement annulaire-dispersé et conditionnant le FCC de type d'assèchement montre que le titre thermodynamique ne peut pas être utilisé dans ce but. Pourtant, le nombre de variables décrivant le phénomène critique peut être réduit à l'aide de l'introduction d'un nouveau paramètre : la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu, L_{and} . Seulement dans ce cas, pour un diamètre du canal, une pression et une vitesse massique donnés, le flux de chaleur critique peut être présenté en fonction d'une seule variable : L_{and} . La représentation des données sur le FCC dans le plan

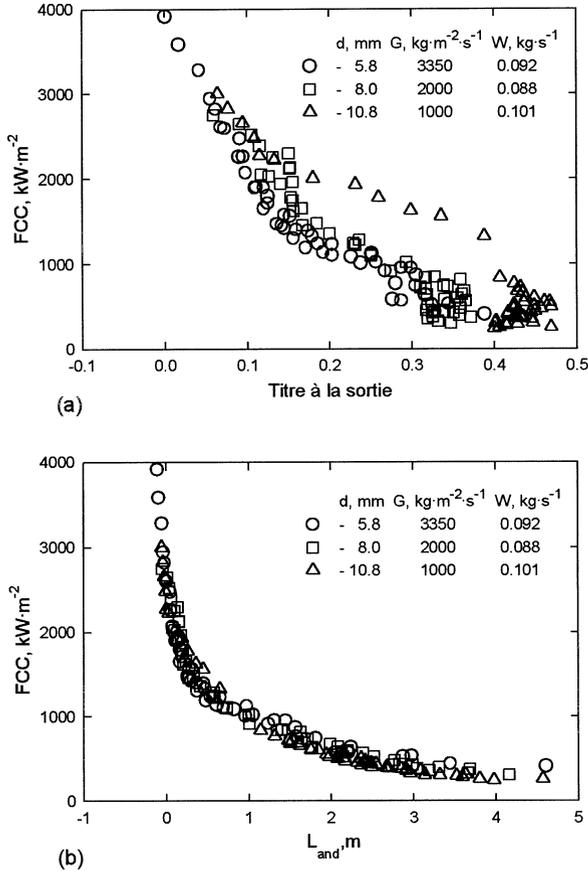


Figure 8. FCC à des diamètres différents ($P = 11,8$ MPa, $W \approx 0,1$ kg·s⁻¹).

Figure 8. CHF for different diameters ($P = 11,8$ MPa, $W \approx 0,1$ kg·s⁻¹).

des coordonnées (L_{and} , q''_{cr}) montre que la dispersion des points autour des lignes de lissage est considérablement réduite par rapport à la présentation du flux de chaleur critique en fonction du titre thermodynamique à la sortie de la zone chauffée. Ainsi, sur la base de la représentation (L_{and} , q''_{cr}), une corrélation ou une table des valeurs des flux de chaleur critique peuvent être créées.

RÉFÉRENCES

- [1] Groeneveld D.C., Leung L.K.H., Kirillov P.L., Bobkov V.P., Smogalev I.P., Vinogradov V.N., Huang X.C., Royer E., The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes, Nucl. Eng. Des. 163 (1996) 1–23.
- [2] Zenkevitch B.A., Peskov O.L., Petrishcheva G.A., Sergeev N.D., Subbotin V.I., L'analyse et la généralisation des données expérimentales sur le flux de chaleur critique en ébullition forcée dans les tubes, Atomizdat, Moscou, 1969 (en russe).
- [3] Moon S.K., Baek W.-P., Chang S.H., Parametric trends analysis of the critical heat flux based on artificial neural networks, Nucl. Eng. Des. 163 (1996) 29–49.
- [4] Olekhovitch A., Teyssedou A., Tye P., Critical heat flux in vertical tube at low and medium pressures. Part II — New data representation, soumis à Nucl. Eng. Des. (1998).
- [5] Doroshchuk V.E., Origin of burnout in tubes with flow of subcooled water and wet steam, Thermal Engrg. 27(8) (1980) 44–49.
- [6] Levitan L.L., Borevskiy L.Ya., Holographie des écoulements eau-vapeur, Energoatomizdat, Moscou, 1989 (en russe).
- [7] Levitan L.L., Orlova I.A., Origin of burnout in tubes with flow of subcooled water and wet steam, Thermal Engrg. 37(6) (1990) 300–305.

Abridged English version

New representation of the dryout type critical heat flux

One of the most important parameters for boiling heat transfer is the critical heat flux (CHF) beyond which point a deterioration of the heat transfer mechanisms takes place. In heat flux controlled systems this deterioration results in a substantial increase in the temperature of the heated surface which may bring about its destruction. It is commonly assumed that for uniformly heated tubes the CHF depends only on the pressure, the mass flux, the diameter and the thermodynamic quality, while the heated length has almost no influence on the CHF (local

conditions hypothesis). The results of a number of studies on CHF [2–4] have, however, shown that under certain conditions, the CHF has a significant dependence on the heated length and that the local conditions hypothesis is not valid.

Recently, Olekhovitch et al. [4] introduced the concept of the length over which dispersed annular flow exists, L_{and} , for the analysis of CHF under low pressure conditions. The CHF for a uniformly heated, 8 mm diameter, tube under low pressure (between 0.5 and 3.0 MPa)

conditions is shown in *figure 2* as a function of the thermodynamic quality for a number of given outlet pressures and mass fluxes. The critical heat flux for the same pressures and mass fluxes as a function of $L_{\text{and}}(P_{\text{ent}})$ is shown in *figure 3*. It can be seen that, as opposed to the traditional representation of the CHF as a function of the quality, the representation in the coordinate system $(L_{\text{and}}, q''_{\text{cr}})$ results in a grouping of the data and a reduction in the dispersion of the points. Furthermore, this representation results in a grouping of the various data points corresponding to different heated lengths.

In order to verify the validity of the above reasoning at higher pressures some of the data of Zenkevitch et al. [2] for pressures $P > 10$ MPa have been analyzed. The CHF as a function of the thermodynamic quality for different diameters and lengths between 1 and 6 m are shown in *figure 4*. It can be seen that the trends observed at low pressures, i.e. a large amount of dispersion in the data particularly at low mass fluxes, are also observed at high pressures.

The same data in the coordinate system $(L_{\text{and}}, q''_{\text{cr}})$ are shown in *figure 5*. A comparison of *figures 4* and *5* clearly shows that a representation of the data in terms of the coordinates $(L_{\text{and}}, q''_{\text{cr}})$ has an advantage over that of $(x_{\text{cr}}, q''_{\text{cr}})$ even for high pressures. Furthermore, the absence of any peculiar behaviour in the region of near zero or even negative values of L_{and} demonstrates the possibility of using this approach for other flow regimes.

In order that a correlation may be developed, besides the fact that a reliable functional relationship must exist between the CHF and the chosen correlating parameter, the latter should also allow the influence of other flow parameters, i.e. P , G , d , to be clearly revealed. *Figure 6(a)* in which the CHF is presented as a function of the quality for three different pressures shows the complexity in-

involved in an accurate prediction of the influence of the pressure in this representation: for $x \approx 0.5$ the CHF is almost the same for $P = 11.8$ and $P = 17.7$ MPa but nearly an order less than for $P = 3.0$ MPa. As soon as the CHF is presented as a function of L_{and} , the situation changes completely (*figure 6(b)*).

A number of different approaches have been proposed to take into account the influence of the diameter on the CHF when it is represented as a function of the thermodynamic quality. However, according to Groeneveld et al. [1], none of the correction factors proposed to date can be regarded as being totally satisfactory. In *figure 7(a)* the CHF is shown as a function of the quality for a given pressure and mass flux but for different diameters. It can be seen that, while at low qualities there exists a certain stratification in the data corresponding to the different diameters, for $x \approx 0.4$ there is but a cloud of experimental data which can in no way be correlated using only a function of the diameter and the quality.

The introduction of the length over which dispersed annular flow has taken place allows this problem to be overcome by bringing order to the experimental results corresponding to the different diameters (*figure 7(b)*). Furthermore, an analysis of equation (2) leads to the conclusion that it is not the mass flux but rather the mass flow rate that should be used for the comparison of CHF for different diameters. *Figure 8(b)* shows the CHF as a function of L_{and} for an almost constant mass flow rate. It can be seen that as a first approximation it is even possible to conclude that the CHF is independent of the diameter. It should be noted that the same substitution for the case of the representation in terms of $(x_{\text{cr}}, q''_{\text{cr}})$ results in no significant improvement (*figure 8(a)*). The weak influence of the diameter in the coordinate system $(L_{\text{and}}, q''_{\text{cr}})$ will clearly ease the development of a CHF correlation.

