

MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE LE LONG D'UN TUBE VERTICAL CHAUFFÉ UNIFORMEMENT

Youcef BOUAICHAOUI¹, Rachid KIBBOUA², Anis BOUSBIA-SALAH³
Abderrahmane BELKAID¹

¹ Centre de Recherche Nucléaire de Birine/ COMENA

BP 180 - Aïn Oussera - 17 200 - Djelfa

²LTPMP/FGMGP/USTHB, B.P. 32

El Alia, Bab Ezzouar, 16111 Alger Algérie

³Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Nucleari e della Produzione,
Facoltà di Ingegneria, Università di Pisa, Via Diotisalvi, 2, 56126 Pisa, Italy

Auteur correspondant E-mail : ybouaichaoui@gmail.com

RESUME

Une étude détaillée de l'écoulement stationnaire en convection forcée du fluide à travers une section d'essai d'une boucle thermohydraulique a été réalisée. Cette étude couvre une large gamme de conditions d'écoulement du fluide de l'état monophasique à l'état diphasique. Elle prédit les taux de transfert de chaleur et les limites de transition pour chaque régime d'écoulement tel le point d'établissement du flux critique. Une évaluation qualitative du modèle de calcul a été effectuée en comparant les résultats obtenus avec des résultats expérimentaux.

1. INTRODUCTION

La convection est l'un des trois principaux modes transfert de chaleur et le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz qu'on peut rencontrer dans plusieurs applications industrielles telles que les centrales thermiques et nucléaires où des flux de chaleur très élevés doivent être évacués à partir des surfaces d'échanges réduites. L'ébullition du réfrigérant dans le cœur d'un réacteur peut améliorer considérablement le transfert de chaleur par l'apparition des bulles. Néanmoins, sous certaines conditions de fonctionnement, celle-ci peut conduire à l'apparition de la crise d'ébullition (DNB : Departure from Nucleate Boiling)[1]. Ce phénomène destructif se caractérise par une soudaine et brutale diminution du coefficient de transfert de chaleur paroi fluide qui conduit à une augmentation de la température de la paroi chauffante (système à flux imposé) pouvant aller jusqu'à la destruction de la paroi chauffante. Pour tenter d'expliquer les mécanismes physiques des phénomènes accompagnant l'ébullition, plusieurs modèles, chacun se basant sur des hypothèses propres, ont été développés. Dans cette optique, on a jugé intéressant de contribuer à de tels travaux [2] par la modélisation de l'écoulement diphasique le long d'un tube annulaire chauffée uniformément. Les différentes phases considérées dans cette étude sont : la convection en écoulement phase liquide, la convection en régime d'ébullition nucléée sous refroidie et saturée, la convection par film et la convection en simple phase vapeur. Pour déterminer les paramètres d'état du fluide en convection forcée diphasique, les équations de conservation de la masse de la quantité de mouvement et de l'énergie ont été considérées en adoptant le modèle drift-flux.

2. EQUATIONS DE CONSERVATIONS

Les lois de conservation sont écrites pour un écoulement à phases séparées mono-dimensionnel, ascendant en régime permanent [1]

a)- Equation de conservation de masse.

$$\frac{\partial}{\partial z} [(1-\alpha)\rho_f v_f + \alpha\rho_g v_g] = 0 \quad (1)$$

b)- Equation de conservation de la quantité de mouvement.

$$\frac{\partial}{\partial z} ((1-\alpha)\rho_f v_f^2 + \alpha\rho_g v_g^2) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial F}{\partial z} - g[(1-\alpha)\rho_f + \alpha\rho_g] \quad (2)$$

c)- Equation de conservation d'énergie

$$\frac{\partial}{\partial z} [\alpha\rho_g h_g v_g + (1-\alpha)\rho_f h_f v_f] = \frac{Q\pi d}{A} \quad (3)$$

3. METHODE DE RESOLUTION

En se basant sur les équations constitutives, la résolution du système d'équations (Eq-1, Eq-2 et Eq-3) se fait par intégration de ces dernières comme suit :

$$(1-\alpha)v_f \rho_f + \alpha\rho_g v_g = G \quad (4)$$

Avec $G = \rho(0)v(0)$

Le taux de glissement S est calculé par une corrélation de forme :

$$S = S' + \gamma \cdot x^\beta \quad (5)$$

(S', γ , β sont des input data)

- On définit E :

$$E = \alpha v_g = \alpha S v_f \quad (6)$$

- Le taux de vide α est réécrit sous la forme suivante :

$$\alpha = \frac{E}{E + \frac{S}{\rho_f}(G - \rho_g E)} \quad (7)$$

- Le titre massique est donné par :

$$x = \frac{\alpha\rho_g v_g}{G} = \frac{E\rho_g}{G} \quad (8)$$

Pour déterminer les paramètres d'état du fluide en convection forcée diphasique, nous allons résoudre les équations de conservation en divisant la zone d'ébullition en deux parties (voir Figure ci-dessous) ; une zone d'ébullition sous refroidie et une zone d'ébullition saturée.

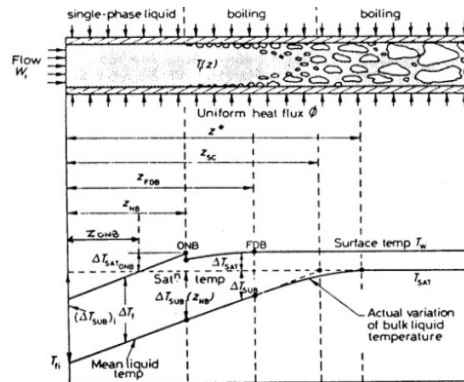


Fig.2 Limites d'ébullition en convection forcée

3.1 Ecoulement sous-refroidi ($z_{NB} \leq z \leq z_{SC}$)

Au cours du régime d'ébullition sous refroidie une partie du flux est utilisée pour le réchauffement du fluide liquide (Q_{SPL}), une partie est utilisée par l'agitation thermique des bulles vapeur (Q_a) et l'autre partie pour la production de la vapeur (Q_v). On a donc :

$$Q = Q_{SPL} + Q_{SCB} \quad (9)$$

Avec

$$Q_{SCB} = Q_a + Q_v \quad (10)$$

La quantité de chaleur utilisée pour la production de la vapeur est selon Bowring [2] égale à :

$$Q_v = \frac{Q_{SCB}}{1 + \varepsilon} \quad (11)$$

La quantité de chaleur utilisée pour l'agitation thermique est donc égale à :

$$Q_a = \frac{Q_{SCB} \cdot \varepsilon}{1 + \varepsilon} \quad (12)$$

Pour une pression allant de 1 à 9.5 bars [2] :

$$\varepsilon = 3.2 \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right) \left(\frac{C_{pf}}{i_{fg}} \right)$$

Pour une pression allant de 9.5 à 50 bars:

$$\varepsilon = 1.3$$

$$\rho_g i_{fg} \Delta E = \frac{Q_v \pi d}{A} \cdot z \quad (13)$$

Lors de l'ébullition sous-refroidie deux régimes d'ébullition nucléée distincts peuvent se présenter :

- Ebullition sous-refroidie partielle : dans ce cas la chaleur évacuée par convection du liquide est estimée par la formule suivante [4] :

$$Q_{SPL} = H_{SP} (T_{sat} - T_f(z)) \quad (14)$$

- Ebullition sous-refroidie développée : dans ce cas la chaleur évacuée par convection du liquide est supposée nulle [4] :

$$Q_{SPL}=0 \quad (15)$$

- De (l'Eq-14) on obtient :

$$h(z) = h(0) + \frac{(Q_{SPL} + Q_a)\pi d}{GA} z \quad (16)$$

$$E(z) = \frac{Q_v \pi d}{A} \cdot z \cdot \frac{1}{\rho_g i_{fg}} \quad (17)$$

3.2 Ecoulement saturé ($z_{SC} \leq z \leq z_{EV}$)

L'écoulement saturé est initié lorsque la température du fluide atteint sa valeur à l'état de saturation. Au cours de cet état, la variation de l'enthalpie est due à la chute de pression durant le parcours du fluide. Cet effet contribue à la formation de la vapeur (Flashing).

$$G\Delta h + \rho_g i_{fg} \Delta E = \frac{Q\pi d}{A} z \quad (18)$$

En faisant l'approximation suivante :

$$\Delta h = C_{pf} \Delta T = C_{pf} \frac{\Delta T}{\Delta P} \Delta P$$

A l'état de saturation le terme $\frac{\Delta T}{\Delta P}$ est évalué par la formule de Clayperon :

$$\frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{T(\rho_f - \rho_g)}{i_{fg} \rho_f \rho_g} \quad (19)$$

Et en plaçant dans l'Eq- 17, on obtient :

$$E(z) = E(z_{SC}) + \frac{Q\pi d}{A i_{fg} \rho_g} (z - z_{SC}) - C_{pf} G \frac{T(\rho_f - \rho_g)}{(i_{fg} \rho_g)^2 \rho_f} (P(z) - P(z_{SC})) \quad (20)$$

4. CALCUL DU FLUX DE CHALEUR CRITIQUE

Selon [4] et [7] la corrélation de Macbeth-Bowring nous permet d'évaluer le flux de chaleur critique pour un écoulement vertical ascendant autour des tubes. Cette corrélation évalue le flux de chaleur critique en écoulement sous refroidi et saturé. Son expression s'écrit comme suit :

$$Q_{CHF} = \frac{A' - 0.25 D_H G i_{fg} x(z)}{C'} \quad (21)$$

Où

$$A' = \frac{2.317(0.25 i_{fg} D_H G) F_1}{1 + 0.0143 F_2 D_H^{0.5} G}, \quad C' = \frac{0.077 F_3 D_H G}{1 + 0.347 F_4 \left(\frac{G}{1356}\right)^n}$$

$$n = 2 - 0.25 P_R, \quad P_R = \frac{P}{6.89510^6}$$

De même, le flux de chaleur critique est évalué par des données expérimentales de 'USRR Academy of Science' pour des tubes de 8mm de diamètre [5]. Pour des tubes de diamètre différent de 8mm le flux critique est calculé à partir de l'expression suivante :

$$Q_{CHF} = Q_{CHF}^{8mm} \left(\frac{8}{D_H}\right)^{0.5} \quad (22)$$

3. INSTALLATION EXPERIMENTALE

La figure (1) représente le schéma de la boucle d'essai utilisée [3]. Elle est composée essentiellement de trois circuits, le circuit primaire qui comporte la section d'essai et où circule le Fréon-11, le secondaire de refroidissement utilisant de l'eau comme caloporteur, et enfin, le circuit complémentaire qui sert pour le refroidissement du circuit secondaire.

La section est constituée d'une conduite cylindrique en verre de diamètre interne de 45 mm dans laquelle est insérée une canne chauffante (24 kW) par effet Joule qui permet d'obtenir les conditions de flux de chaleur désirées. La longueur active de la canne chauffante est de 1100 mm et son diamètre est de 22 mm. L'écoulement du Fréon-11 s'effectue à travers l'espace annulaire ($D_h=23\text{mm}$) qui sépare la canne chauffante de la paroi interne de la conduite. Dix thermocouples sont soudés à la paroi de la canne chauffante et répartis sur la longueur à des distances de 10 cm.

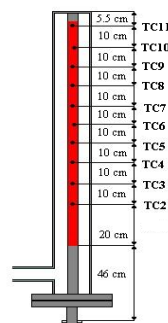


Figure 1 : Boucle à Fréon

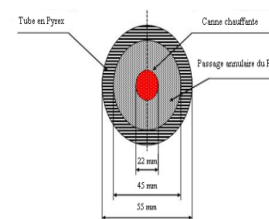


Figure 2 : section d'essais

4. RESULTATS ET DISCUSSION

Dans le but de quantifier le modèle théorique, une étude comparative a été réalisée. Celle-ci est basée sur les données expérimentales générées par la boucle à Fréon. Plusieurs cas ont été traités comme le montrent les figures ci-dessous (Fig-3 ~ Fig-5). La figure (3) illustre la variation de la position de la cote d'ébullition pour les différentes vitesses massiques et ce, pour un flux de chaleur de 3.946 W/cm^2 et une température d'entrée de 25°C . Sur la même courbe nous avons tracé la variation théorique de la cote d'ébullition calculée par la corrélation déduite des bilans thermique. Il est clair, d'après cette courbe, que la cote d'ébullition se déplace vers la sortie proportionnellement à l'augmentation de la vitesse massique et elle est fortement liée à la température de saturation qui, elle dépend de la pression de service, ceci nous a conduit à tracer sa variation théorique pour des valeurs de pression qui correspondent aux fluctuations de pression durant une expérience. Dans ce cas la pression varie entre 0.14 et 0.16 MPa. L'écart entre la cote d'ébullition mesurée et celle calculée par le modèle ne dépasse pas les 15%.

Lorsque, pour une puissance donnée, les températures de paroi atteignent des niveaux assez élevés (de l'ordre de 150°C) on poursuit la montée en puissance mais avec un pas très faible afin d'éviter que le flux critique ne soit dépassé sans qu'il ne soit détecté. La valeur de la puissance pour laquelle la température de paroi enregistre un saut brutal (pour une puissance maintenue constante) sera considérée comme étant celle qui correspond au flux critique. Dans la phase de montée en puissance, la température de paroi croît proportionnellement tout en restant à des niveaux relativement bas. Cette dernière demeure également stable en régime stationnaire pour tous les paliers de puissance figure (4). Au voisinage d'une puissance de 8.8 kW, une légère variation du flux de chaleur engendre une élévation considérable et rapide de la température de paroi qui atteint environ 500°C traduit par le pic sur la courbe.

La répartition de plusieurs thermocouples le long de la canne chauffante offre la possibilité de déterminer avec précision la position dans la section d'essai où l'échauffement critique se produit et ce, pour différentes conditions de fonctionnement. La figure (5) décrit l'évolution, durant un même essai, de la température de paroi en 4 points situés successivement à (55cm), (65cm), (85cm) et (105cm) de l'entrée du canal. Lorsque la puissance atteint 8.8kW, le premier thermocouple enregistre une température relativement basse comparée aux autres. Par contre, le deuxième et le troisième thermocouples décèlent, chacun, un saut brutal de température de 225°C et 410 °C et 500°C respectivement. Ceci signifie que les conditions de l'échauffement critique sont atteintes à 65 cm de l'entrée du canal [4].

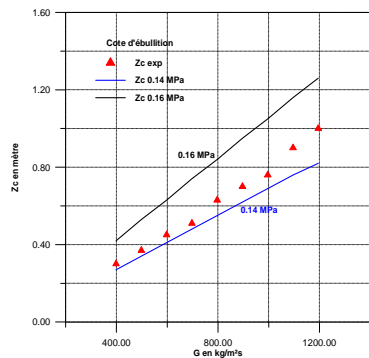


Figure 3 : Déplacement de la cote d'ébullition

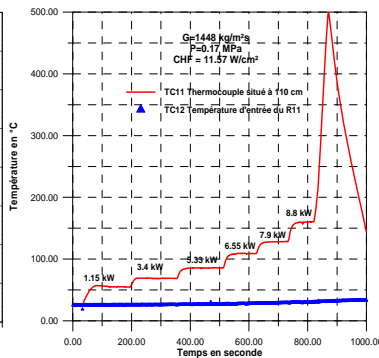


Figure 4 Evolution de la température du thermocouple à 110 cm de l'entrée

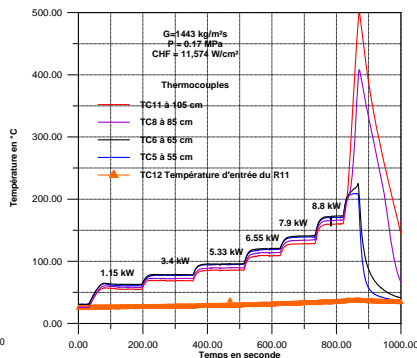


Figure 5 Déplacement de la cote de la crise d'ébullition

5. CONCLUSION

Le modèle théorique évalue les conditions de transfert de chaleur, avant, durant, et après l'établissement du flux critique. Il calcule l'évolution axiale des paramètres thermohydrauliques du fluide en convection forcée, et détermine les limites d'ébullition qui séparent les différents régimes d'écoulement. Une évaluation qualitative et quantitative du modèle a été réalisée par l'étude de cas réels d'écoulement le long d'un tube où règne un flux de chaleur surfacique constant. La comparaison des résultats expérimentaux obtenus lors de l'étude de l'initiation de l'ébullition et la crise d'ébullition avec les corrélations utilisées par le modèle a donné des écarts relativement faibles et qui sont de l'ordre de 10 %.

6. REFERENCES BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.M Delhay, M. Giot, M.L Riethmuller " Thermohydraulics of Two-Phase Systems for industrial design and Nuclear Engineering", *Series in Thermal and fluids Engineering*, McGraw hill Book Company, 1981.
- [2] John G. Collier and John R. Thome Convective boiling and condensation, *International Book Company*, Third Edition (2001)
- [3] Y.Bouaichaoui, M.Semine, S.Hanini, F.Belouache, Etude expérimentale d'un écoulement diphasique dans un canal en pyrex en utilisant le R-11 comme réfrigérant, *Congés Français de la thermique SFT06 Ile de Ré, France*, Tome2, page 57, 16-19 mai.2006.
- [4] Y.Bouaichaoui, M.Semine « Experimental study of the forced convection with phase change in annular channel » The first International Conference on physics and Technology of Reactors and Applications [PHYTRA1] du 14 au 16 mars 2007, Marrakech au Maroc.